



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciado en Astronomía

ESTUDIO DEL ESTADO EVOLUTIVO DEL SISTEMA BINARIO PSR J1227-4853

Julián R. González

Directora: María Alejandra De Vito
Codirector: Omar G. Benvenuto

LA PLATA, ARGENTINA
MARZO 2018

Esta tesis es presentada como parte de los requisitos para obtener el grado académico de Licenciado en Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata. La misma contiene los resultados de los estudios desarrollados bajo la dirección de la Dra. M. A. De Vito y la codirección del Dr. O. G. Benvenuto.

Julián Ramón González
e-mail: juliang@carina.fcaglp.unlp.edu.ar
La Plata, Marzo de 2018.

Resumen

En esta tesis describiremos los objetos conocidos como *black widows* y *redbacks* en el marco de los sistemas binarios interactuantes, y, en particular, el estado evolutivo del sistema binario eclipsante que contiene al púlsar PSR J1227-4853. Los resultados se obtuvieron utilizando el código de evolución binaria desarrollado por mis directores. Para ello hicimos los cálculos evolutivos de posibles progenitores del sistema hasta encontrar coincidencia con los parámetros –masas de las componentes, período orbital y cociente de masas– que presenta hoy en día el sistema. Finalmente, se analiza el efecto de la irradiación mutua en este caso en particular.

A los mismos de siempre

Índice general

1. Introducción	1
2. Sistemas binarios	3
2.1. Evolución orbital debida a efectos de marea	3
2.1.1. Modelo de Roche	4
2.2. Evolución estelar en sistemas binarios	7
3. Marco teórico	9
3.1. Ecuaciones de evolución estelar	9
3.2. Transferencia de masa	11
3.3. Mecanismos de pérdida de momento angular	13
3.3.1. Eyección de materia desde el sistema	14
3.3.2. Radiación gravitatoria	14
3.3.3. Frenado magnético	15
3.4. Tratamiento de la evaporación y la irradiación	16
3.4.1. Evaporación por el viento del púlsar	16
3.4.2. Irradiación	18
3.5. Código de evolución binaria	18
4. Black Widows y Redbacks	21
4.1. Formación de sistemas binarios interactuantes	21
4.1.1. Relación $P(M_2)$	23
4.2. Evaporación e Irradiación mutua	25
4.3. Estudio de la evolución de SBIs	25
4.4. Objetos que pasaron de Redback a LMXB	27
4.4.1. El púlsar PSR J1227-4853	27
5. Resultados	29
6. Conclusiones	39
6.1. Trabajo a futuro	40
Bibliografía	41

Capítulo 1

Introducción

En este trabajo nos centraremos en el estudio de los efectos de la transferencia de masa en sistemas binarios, y en cómo esto influye en la evolución final del sistema y de cada una de sus componentes.

Hablando de la importancia de la transferencia de masa en sistemas binarios, vale la pena mencionar, por ejemplo, el caso de la variable Algol y la paradoja que subyacía en esta. Algol es un sistema binario compuesto por una estrella de secuencia principal, de tipo espectral B, con una masa de $3,7 M_{\odot}$ junto con una estrella subgigante (es decir, más evolucionada) de tipo espectral G, con una masa de $0,8 M_{\odot}$. Basándose en la teoría de evolución estelar, se espera que las estrellas más masivas evolucionen más rápidamente (el tiempo de vida de una estrella en la secuencia principal está dado, en forma aproximada, por $\tau_{SP} \sim M^{-2.5}$ [giga años], siendo M la masa de la estrella en M_{\odot}). Sin embargo, en este sistema la estrella más evolucionada ¡es la menos masiva!. Esto es lo que se conoció como “Paradoja de Algol”. Por muchos años esto permaneció como un problema y fue Crawford en 1955 el primero en proponer que esta paradoja podía ser explicada considerando que existían grandes episodios de transferencia de masa. De esta forma, planteó que la estrella subgigante del sistema habría sido originalmente la más masiva; como la estrella más masiva evoluciona más rápidamente fue la primera en abandonar la secuencia principal, pero la presencia de su compañera binaria alteró su evolución. Cuando la expansión de las capas exteriores de la estrella (ahora en etapa de subgigante) caen bajo la influencia gravitatoria de la compañera, estas son acretadas por la compañera, iniciándose así un episodio de transferencia de masa. La cantidad de materia transferida puede ser tan grande que finalmente la estrella subgigante, pasa a ser la menos masiva.

El posterior descubrimiento de binarias de rayos X que contienen una estrella de neutrones fue un gran estimulante para continuar las investigaciones en este campo; sin la ocurrencia de estos largos episodios de transferencia de masa, el sistema no hubiera sobrevivido a la explosión de supernova por la cual la estrella de neutrones es formada. Queda en claro así la importancia del estudio detallado de la transferencia de masa en sistemas binarios como causante de una gran variedad de sistemas y fenómenos que serían imposibles para estrellas aisladas y/o ignorando los efectos de transferencia de masa. (Pustynnik, 1998; Shore et al., 2006)

El sistema binario PSR J1227-4853¹ (también conocido como XSS J12270-4859) es un sistema formado por una estrella de neutrones y una estrella normal, con la particularidad de que se lo ha observado cambiar de estado entre emisor de rayos X y púlsar de milisegundo. La razón por la que se producen estas transiciones puede explicarse en el contexto de episodios de transferencia de masa cíclica, que surge de los modelos en los que se considera la irradiación del púlsar sobre su compañera.

La transferencia de masa se produce cuando la estrella normal desborda su lóbulo de Roche. Una fracción de esta materia –y su correspondiente momento angular– es acretada por la estrella de neutrones produciendo una disminución de su período de rotación hasta el rango de los milisegundos, fenómeno que se conoce con el nombre de *reciclado* del púlsar.

Después del descubrimiento del primer púlsar de milisegundo realizado por [Backer et al. \(1982\)](#), y de la aceptación general del modelo de *reciclado* de púlsares, que conecta a las binarias de rayos X de baja masa con los púlsares de milisegundo ([Alpar et al., 1982](#)), los cúmulos globulares se transformaron en un lugar favorito para buscar púlsares de milisegundo. Efectivamente, se sabe que los cúmulos globulares contienen un número sorprendentemente grande de binarias de rayos X de baja masa.

Entre los púlsares que se encuentran en sistemas binarios se destacan los que pertenecen a las familias *black widows* y *redbacks* ([Roberts, 2013](#)). Estos se definen como sistemas que poseen períodos orbitales menores a un día, y masas de la estrella compañera del púlsar menores a $0.05 M_{\odot}$ para los *black widows* y entre 0.2 y $0.5 M_{\odot}$ para los *redbacks*.

Dentro de la familia de los *redbacks*, se conocen tres sistemas que han cambiado su estado de emisor de rayos X al estado de púlsar de milisegundo o viceversa. El primero de ellos es PSR J1023+0038, llamado “el eslabón perdido” entre los sistemas binarios de baja masa en emisión en rayos X y los púlsares de milisegundo. El segundo fue la fuente de rayos X 1 GR J1825-2452 ubicada en el cúmulo globular M28 fue observada durante una explosión en 2013, pero identificada como un radio pulsar en 2006. El tercero es la fuente XSS J12270-4859 fue identificada como una fuente de emisión de rayos X de baja masa que a fines del año 2012 cayó en los niveles más bajos de emisión de rayos X y luego mostró su faceta de púlsar.

¹El número hace referencia a su ubicación referida al sistema J2000.0: $\alpha = 12^{\text{h}}27^{\text{m}}$ y $\delta = -48^{\circ}53'$

Capítulo 2

Sistemas binarios

Se estima que más de la mitad de las estrellas de nuestra Galaxia se encuentran formando sistemas de dos o más estrellas (Abt, 1983); en un menor porcentaje, las dos estrellas se encuentran lo suficientemente cerca como para producir cambios evolutivos una sobre la otra a lo largo de sus vidas. En esta tesis estudiaremos una clase en particular de estos sistemas.

Los sistemas binarios en general (ya sean visuales, eclipsantes, espectroscópicos de uno o dos espectros) son particularmente importantes en el desarrollo de la astronomía, ya que del estudio de sus trayectorias, sus espectros y/o sus curvas de luz –dependiendo del tipo de binaria– pueden obtenerse diferentes parámetros astrofísicos fundamentales, como ser radios estelares, masas, etc.

Cuando los sistemas binarios presentan eventos de intercambio de masa se los denomina **sistemas binarios interactuantes** (SBIs). Estos constituyen lugares favorables para la ocurrencia de diversos fenómenos como fuentes de rayos X, enanas blancas de helio de baja masa, radio púlsares binarios y progenitores de supernovas.

Por ejemplo, para las enanas blancas de helio de baja masa, es un hecho bien establecido que se han formado durante la evolución en SBIs. Se espera que estos objetos tengan un interior rico en helio, simplemente porque tienen masas inferiores al límite necesario para el encendido del helio, del orden de $0,45 M_{\odot}$. Si ellas se hubieran formado como consecuencia de la evolución de estrellas aisladas deberíamos esperar una escala de tiempo mayor a la edad del Universo para encontrar alguna de ellas.

2.1. Evolución orbital debida a efectos de marea

Muchos sistemas binarios con períodos de aproximadamente 10 días o menos, presentan órbitas circulares. Además, se encuentra frecuentemente que las estrellas tienen rotación sincronizada. Esto es, la rotación alrededor del eje es de modo tal que siempre presentan la misma cara una a la otra. (Zahn, 1977)

Si dos estrellas se encuentran suficientemente cerca, pueden ejercerse mutuamente

fuerzas de marea de modo que se produzcan distorsiones en sus formas. Si las órbitas no son circulares, o la rotación no está sincronizada, las fuerzas de marea harán que diferentes partes de las estrellas se muevan de maneras distintas. Estos movimientos diferenciales producirán una disipación de energía, la cual es irradiada al espacio. La salida continua de energía a causa de las fuerzas de mareas debe provenir a expensas de la energía orbital o de la energía de rotación de ambas estrellas. Luego, la radiación continua del exceso de energía hacia el espacio debe conducir al sistema a su estado de menor energía consistente con la conservación del momento angular total. El estado que tiene esta propiedad es una órbita circular con las dos estrellas rotando de modo que cada una siempre presenta la misma cara a la otra.

Se puede observar que una órbita circular con rotación sincronizada de las componentes constituye un estado de equilibrio del problema; este estado no presenta ningún tipo de movimiento si nos ubicamos en el sistema de referencia que co-rota con la órbita, excepto, claro, por efectos de evolución estelar de cada una de las componentes del par. Salvo en casos especiales en los que el momento angular rotacional de una de las componentes representa una gran fracción del momento angular total del sistema, el estado de órbita circular y rotación sincronizada es un estado de equilibrio estable. Entonces, las binarias de corto período que contienen componentes estelares cuyos tamaños no son muy pequeños comparados con sus separaciones orbitales pueden haber tenido tiempo suficiente como para que los efectos de marea hayan circularizado sus órbitas y sincronizado sus rotaciones (si una de las componentes es un objeto compacto, como una enana blanca, una estrella de neutrones o un agujero negro, solo la rotación de la estrella normal estará sincronizada). A lo largo de este trabajo de tesis supondremos que los sistemas que estudiamos se encuentran en el estado de rotación sincronizada con una órbita circular.

2.1.1. Modelo de Roche

Si consideremos un sistema binario circularizado, en un marco de referencia que co-rota con el movimiento orbital, se pueden definir las superficies equipotenciales de Roche como aquellas que tienen vectores normales cuya dirección coincide con la de la gravedad efectiva local. La gravedad efectiva toma en cuenta la aceleración de la gravedad y la fuerza centrífuga.

Para averiguar la forma de las superficies de Roche puede procederse de la siguiente manera: cerca del centro de cada estrella la presencia de su compañera y el hecho de estar en un sistema de referencia rotante pueden despreciarse frente a la fuerza gravitatoria de la estrella sobre sí misma. Entonces, allí la gravedad efectiva apunta radialmente hacia el centro y las superficies equipotenciales son esferas que encierran dichas zonas centrales. A medida que nos alejamos del centro estelar el efecto de marea provocado por la presencia de la compañera y el achatamiento debido a la fuerza centrífuga dejan de ser despreciables y se produce una distorsión en las superficies. De esta manera, las superficies equipotenciales se alargan a lo largo del eje que une los centros de las estrellas. Por otro lado, lejos de ambas estrellas las superficies equipotenciales tienen forma de esferas que encierran ambos centros estelares. En la figura [2.1](#) están

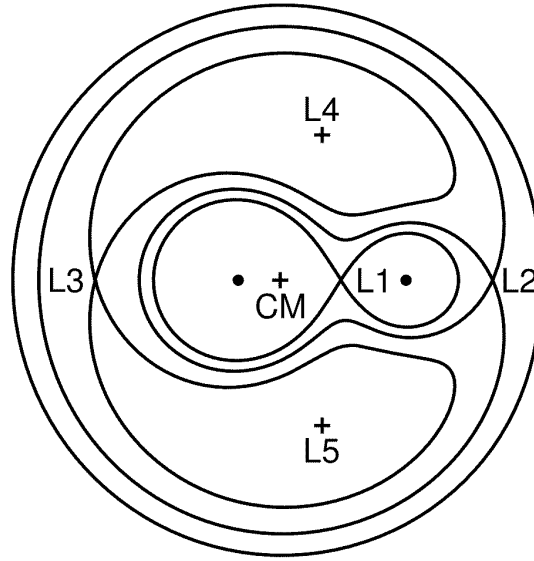


Figura 2.1: Diagrama de los lóbulos de Roche y los puntos de Lagrange

representadas de forma esquemática estas superficies.

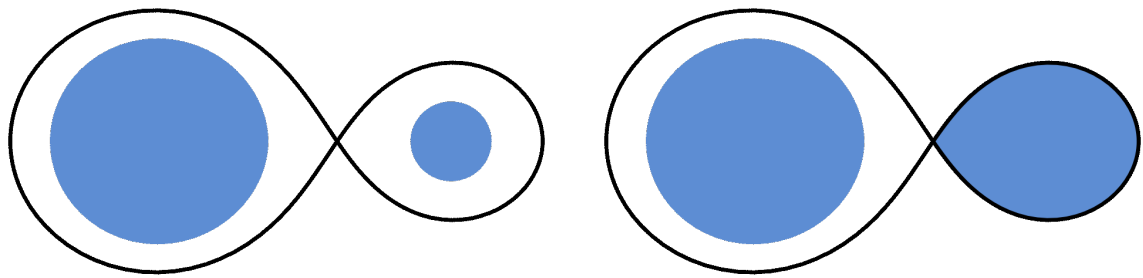
Dependiendo de la situación en que se encuentre cada una de las estrellas con respecto a su lóbulo de Roche, se clasifica al sistema de la siguiente manera (Kopal, 1955) (ver figura 2.2):

Binarias separadas: son sistemas en los que ambas fotosferas estelares se encuentran contenidas dentro de sus respectivos lóbulos de Roche. Estos pares de estrellas interactúan significativamente solo por medio de su atracción gravitatoria mutua.

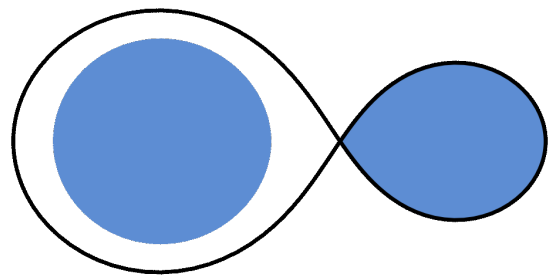
Binarias semi-separadas: son sistemas en los que una de las fotosferas coincide con su lóbulo de Roche, mientras que la fotosfera de la otra estrella se encuentra dentro de su correspondiente lóbulo. La componente que llena el lóbulo es llamada “componente de contacto” mientras que la otra se denomina “separada”. La principal característica que diferencia este tipo de binarias del anterior es la transferencia de masa desde la componente de contacto hacia la compañera.

Binarias de contacto: son sistemas en los que ambas fotosferas igualan o exceden sus correspondientes lóbulos de Roche. En el caso en que exceden los lóbulos –que es el que prevalece– aparece una envoltura común, ocultando la visión individual de ambas estrellas.

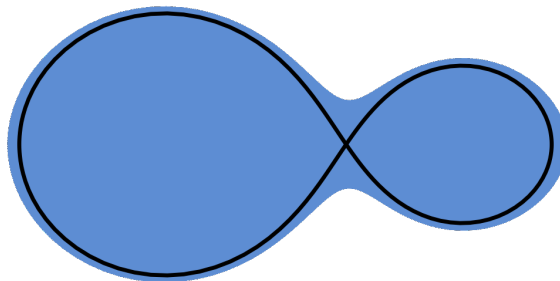
Los sistemas semi-separados son los que muestran la mayor variedad de fenómenos asociados a SBIs. Según qué tipo de objeto sea la componente separada, tendremos distintos fenómenos asociados. Este objeto puede ser una estrella normal, una enana blanca o una estrella de neutrones o agujero negro. Si la componente separada es una estrella normal, el sistema se denominan de **tipo Algol**, si es una enana blanca tendremos una **variable cataclísmica** y si es una estrella de neutrones tendremos una **fuentes binaria de rayos X**. Nos centraremos en este último grupo para el desarrollo



(a) Binaria separada



(b) Binaria semi-separada



(c) Binaria en contacto

Figura 2.2: Clasificación de sistemas binarios según Kopal

de esta tesis.

Un problema interesante respecto a las fuentes de rayos X es su historia evolutiva. Antes del descubrimiento de las fuentes binarias de rayos X se creía que no podían encontrarse estrellas de neutrones en sistemas binarios. La razón era la siguiente: para formar una estrella de neutrones se requiere de una explosión de supernova, en la que se expulsa del sistema una importante fracción de masa. En un sistema binario de alta masa, la estrella que experimenta primero la explosión de supernova es la componente más masiva y, entonces, es probable que sea expulsada más de la mitad de la masa total produciendo la destrucción del sistema. La estrella de neutrones recién formada sería eyectada a una velocidad similar a su velocidad orbital previa a la explosión, y esto coincidiría con observaciones de muchos púlsares que tienen una velocidad espacial alta. Este mismo mecanismo también se aplicaría a la compañera normal, que se transformaría en una estrella O o B de alta velocidad.

Después del descubrimiento de las fuentes binarias de rayos X, surgió la idea de que la transferencia de masa en SBIs podría prevenir la ruptura del sistema al momento de la explosión de supernova. La idea propuesta es que la estrella más masiva evoluciona primero, pero antes de completar su evolución, le habrá transferido tanta masa a su compañera que ahora será la componente menos masiva del par. Luego de que la estrella más evolucionada (pero menos masiva) explota como supernova, las estrellas no se desligan pero sus órbitas se vuelven no circulares como respuesta a la pérdida de masa del sistema. El problema que resta para terminar de comprender la historia evolutiva de los sistemas binarios de rayos X es entender qué mecanismos re-circularizan la órbita.

2.2. Evolución estelar en sistemas binarios

De acuerdo al modelo estándar para sistemas binarios con estrellas normales, la estrella inicialmente más masiva evoluciona más rápidamente y comienza a expandirse, si las estrellas están lo suficientemente cerca una de la otra (SBI), la estrella desbordará su lóbulo de Roche, a partir de este momento la evolución de cada estrella es diferente a la evolución de una estrella aislada.

El tamaño del lóbulo de Roche se mide a través de su radio efectivo R_L , definido tal que el volumen de una esfera de radio R_L sea igual al volumen del lóbulo. Viene dado por (Eggleton, 1983):

$$\frac{R_L}{a} = \frac{0,49 q^{2/3}}{0,6 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}, \quad (2.1)$$

donde $q = M_2/M_1$ es el cociente de masas, M_1 y M_2 son las masas de la estrella primaria (la estrella de neutrones) y secundaria (la estrella que pierde masa) respectivamente, a es el semieje mayor de la órbita, R_L es el radio del lóbulo de Roche.

Es común distinguir casos de transferencia de masa dependiendo de cuál sea el estado evolutivo de la estrella secundaria cuando llena por primera vez su lóbulo de

2. Sistemas binarios

Roche. De acuerdo a la ecuación (2.1) observamos que el radio del lóbulo de Roche es directamente proporcional a la separación orbital. Luego, cuanto mayor sea la separación orbital inicial, más grande será el tamaño del lóbulo, y entonces la estrella alcanzará esta superficie crítica en diferentes etapas de su evolución. **Kippenhahn y Weigert (1967)** hacen la siguiente clasificación:

Caso A: el período orbital inicial es corto, y el lóbulo de Roche es pequeño. Luego, la estrella alcanzará esta superficie límite durante la etapa de lenta expansión que experimenta a lo largo de la quema de hidrógeno en el núcleo en la secuencia principal.

Caso B: corresponde a períodos más largos, y por lo tanto se necesita que la estrella sufra una mayor expansión para alcanzar la superficie crítica de Roche. Esto ocurre después de que se acaba el hidrógeno en el núcleo y antes de que se encienda el helio.

Caso C: el valor del período orbital es aún mayor y ahora el contacto con el correspondiente lóbulo de Roche se produce luego del agotamiento del He central.

Para cada valor de la masa inicial de la estrella que pierde masa y de su compañera, es diferente el rango de períodos orbitales iniciales que conducen a los diferentes casos de transferencia de masa.

Capítulo 3

Marco teórico

En este capítulo, comenzaremos realizando un breve repaso de las ecuaciones que describen la estructura estelar. Continuaremos describiendo el tratamiento no conservativo para el cálculo de la pérdida de masa, y la correspondiente evolución orbital del sistema. Luego explicaremos los diferentes mecanismos de pérdida de masa y de momento angular.

3.1. Ecuaciones de evolución estelar

Considerando una estrella aislada, no rotante, sin campos magnéticos intensos, las únicas fuerzas que actúan sobre un elemento de masa son la gravedad y la presión, esto conduce a una situación esféricamente simétrica. Es así que necesitamos solo una variable espacial para describir, en cada instante t , la configuración. Para esto se usa la distancia r medida desde el centro de la estrella, variando desde $r = 0$ en el centro de la estrella, hasta $r = R$ en la superficie.

Definimos la función $m(r, t)$ como la masa contenida en una esfera de radio r en el instante t

$$\frac{\partial m_r}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho, \quad (3.1)$$

donde ρ es la densidad del material en la capa considerada. Esta es la ecuación de la conservación de la masa.

La ecuación de Euler del movimiento del fluido es:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{Gm_r}{r^2}, \quad (3.2)$$

donde P es la presión y G la constante de gravitación.

La velocidad de un elemento de fluido queda definida a través de la ecuación

$$\frac{dr}{dt} = v \quad (3.3)$$

3. Marco teórico

La ecuación del balance de energía:

$$\frac{\partial l_r}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho \left(\varepsilon_{nuc} - \varepsilon_\nu - T \frac{dS}{dt} \right), \quad (3.4)$$

donde l_r define la energía neta que pasa por segundo a través de la esfera de radio r ; ε_{nuc} da cuenta de la generación de energía por reacciones nucleares, y ε_ν la energía llevada por los neutrinos. T es la temperatura asociada a la capa, y S la entropía.

La transferencia de energía en el interior de las estrellas es posible gracias a la existencia de un gradiente de temperatura distinto de cero. Dependiendo de la situación física local, el transporte de energía puede ocurrir por radiación, conducción o convección. En cualquiera de estos casos, fotones, átomos, electrones, y/o “burbujas” de materia se intercambian entre las partes más calientes y más frías; su camino libre medio y el gradiente de temperatura de los alrededores juegan un rol decisivo.

Para el caso de transporte radiativo, la ecuación del transporte de energía es:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{3}{16\pi^2 a c} \frac{\kappa \rho l_r}{r^2 T^3}. \quad (3.5)$$

donde a es la constante de densidad de radiación, κ la opacidad media de Rosseland y c la velocidad de la luz en el vacío.

La ecuación del transporte de energía en el caso convectivo es:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \nabla_{conv} \frac{T}{P} \frac{\partial P}{\partial r}. \quad (3.6)$$

donde ∇_{conv} es el gradiente convectivo.

En los casos con simetría esférica, tal como el que estamos tratando, es conveniente tomar en lugar de r , la variable $m(r)$ definida anteriormente como la masa contenida en una esfera concéntrica en un dado instante t_0 .

Las nuevas variables independientes son ahora $m(r)$ y t . Todas las demás variables, incluso la distancia radial de nuestro elemento de masa, quedarán descriptas en función de las nuevas variables independientes. Dado que la densidad estelar es un valor finito, en el centro de la estrella tendremos que $m = 0$, y $m = M$ en su superficie (es decir, cuando $r = R$). El cambio de variable presenta una gran ventaja para el caso de masa constante: mientras el radio estelar varía fuertemente con el tiempo, la estrella siempre se extiende sobre el mismo intervalo de la variable $m(r)$: $0 \leq m(r) \leq M$. Notar que esto deberá tratarse con especial cuidado en el caso de masa variable.

Hemos desarrollado nuestro tratamiento bajo la suposición de estricta simetría esférica. Esto significa que todas las funciones y variables son constantes sobre esferas concéntricas. En realidad aparecerán pequeñas fluctuaciones en esas esferas, simplemente debido al movimiento térmico de las partículas de gas. Si estas perturbaciones

locales no crecen pueden ser ignoradas. Pero puede ocurrir que la perturbación aumente y aparezcan movimientos macroscópicos locales (no esféricos) que se distribuyan estadísticamente sobre la esfera. En las ecuaciones básicas aún puede conservarse la suposición de simetría esférica si interpretamos a las variables como valores promedio sobre esferas concéntricas. Sin embargo, estos movimientos deben considerarse cuidadosamente ya que pueden tener una fuerte influencia en la estructura de la estrella. Ellos no solo mezclan el material estelar sino que además transportan energía: las burbujas de gas caliente suben, mientras que las de material frío se hunden. Se produce entonces, el transporte de energía por convección.

La ocurrencia de la convección en una cierta región de la estrella depende de si las pequeñas perturbaciones crecerán o no: es una cuestión de estabilidad. El criterio de estabilidad usado está basado en la suposición de movimientos de elementos de masa que no tienen tiempo de intercambiar cantidades apreciables de calor con sus alrededores, y por lo tanto se mueven adiabáticamente. Además, se supone que el elemento de materia está siempre en balance de presión con sus alrededores, y que nos encontramos en una región con composición química homogénea.

La condición para estabilidad dinámica queda dada por el criterio de Schwarzschild:

$$\nabla_{rad} < \nabla_{ad} \quad (3.7)$$

∇_{rad} es el gradiente de temperatura en el caso en que la energía es transportada por radiación o conducción únicamente, y ∇_{ad} es el gradiente adiabático.

Si el miembro izquierdo es mayor que el derecho, se viola el criterio, y la capa es dinámicamente inestable. Si son iguales hay estabilidad marginal.

3.2. Transferencia de masa

Podemos expresar el momento angular orbital del sistema J como:

$$J^2 = \frac{G^2(M_1 M_2)^2}{2\pi(M_1 + M_2)} P. \quad (3.8)$$

Si consideramos que no se escapa masa desde el sistema (caso conservativo), tendremos $\dot{M}_2 = -\dot{M}_1$, donde $\dot{M} = dM/dt$ es la velocidad a la que la estrella intercambia masa. De aquí en más utilizaremos el subíndice 2 para referirnos a la estrella secundaria (la estrella normal que pierde masa, que no necesariamente es inicialmente la más masiva) y el subíndice 1 para referirnos a la estrella primaria (la estrella de neutrones, que recibe masa).

La derivada logarítmica con respecto al tiempo de la Ecuación (3.8), en el caso conservativo conduce a:

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2\frac{\dot{J}}{J} - 2\frac{\dot{M}_2}{M_2} \left(1 - \frac{M_2}{M_1}\right). \quad (3.9)$$

3. Marco teórico

Considerando el **caso conservativo** de transferencia de masa y además imponiendo que no se pierda momento angular desde el sistema, es sencillo obtener la evolución del semieje para cada instante: en la ecuación (3.9), $\dot{J} = 0$. Luego, una vez obtenida la tasa de transferencia de masa en un dado instante, conocemos el valor de las masas de ambas componentes, y luego, el valor del semieje orbital, a .

Sin embargo, existe evidencia observacional de que algunos sistemas binarios interactuantes muestran pérdida de masa y de momento angular orbital. Por ejemplo el caso de los sistemas binarios de rayos X de baja masa, en los que según el modelo estándar, una estrella de neutrones se convierte en la receptora de materia entregada por su compañera, una estrella normal de baja masa. En este **caso no conservativo**, la derivada logarítmica con respecto al tiempo de la ecuación (3.8) se convierte en:

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2\frac{\dot{J}}{J} + \dot{M}_1 \left(\frac{1}{M_1 + M_2} - \frac{2}{M_1} \right) + \dot{M}_2 \left(\frac{1}{M_1 + M_2} - \frac{2}{M_2} \right), \quad (3.10)$$

donde \dot{J}/J representa las pérdidas de momento angular, que aparece en el caso de transferencia de masa no conservativa.

Puede explicarse el proceso de transferencia de masa de la siguiente manera: cuando la compañera de secuencia comienza a perder masa debido al desborde del lóbulo de Roche, el sistema estrella normal – estrella de neutrones puede ser observado como fuente de rayos X. Si el campo magnético de la estrella de neutrones es suficientemente intenso como para canalizar la materia incidente hacia sus polos magnéticos, se formarán dos columnas de gas caliente encima de dichos polos y la rotación de la estrella de neutrones provocará la conocida emisión de rayos X en forma de pulsos. Es posible, además, que estos objetos exhiban de manera transitoria emisiones de rayos X blandos. Aunque aún no se ha confirmado cuál es la causa de este tipo de emisión, se ha sugerido que podría ocurrir cuando la componente ahora menos masiva del SBI llena el lóbulo de Roche y se forma entonces un disco de acreción alrededor de la estrella de neutrones. La explosión observada en rayos X blandos ocurriría cuando se produce un aumento repentino en la cantidad de material descargado desde el disco de acreción hacia el objeto compacto. (Tanaka y Shibazaki, 1996)

El fenómeno de pérdida de materia desde el sistema binario es tenido en cuenta siguiendo el método desarrollado por Rappaport et al. (1982) y Rappaport, Joss y Verbunt (1983). Según estos autores, la descripción no conservativa queda determinada por dos parámetros:

β : la fracción de masa perdida por la estrella secundaria que es acretada por la estrella primaria.

α : el momento angular específico de la materia eyectada del sistema.

Por otro lado, es importante recordar que para una estrella de una dada masa M existe un valor máximo para la luminosidad, la luminosidad de Eddington (L_{Edd}), por encima de la cual la estrella expulsará sus capas externas por acción de la presión de radiación. L_{Edd} se define como la luminosidad para la cual la fuerza que realiza la

presión de radiación sobre el plasma de hidrógeno ionizado cerca de la estrella equipara la fuerza gravitatoria ejercida por la estrella sobre este plasma:

$$\frac{GM}{r^2} = \frac{L\sigma_{el}}{4\pi r^2 m_p c} \quad (3.11)$$

donde r es la distancia al centro de la estrella, m_p es la masa del protón y σ_{el} , la sección eficaz de Thomson de un electrón (la fuente de opacidad dominante en un plasma de hidrógeno ionizado de baja densidad). La Ecuación (3.11) se obtiene de considerar que un protón es atraído por una fuerza GMm_p/r^2 , mientras que el electrón asociado con el protón siente la fuerza hacia afuera ejercida por la presión de radiación $L\sigma_{el} = 4\pi r^2 m_p c$.

La Ecuación (3.11) muestra que la luminosidad de Eddington está dada por:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_{el}} \quad (3.12)$$

La luminosidad de Eddington brinda un límite superior a la luminosidad de acreción (L_{acr}) de la estrella de neutrones, ya que para $L_{acr} > L_{Edd}$, la acreción de mayor cantidad de materia estará inhibida por la presión de radiación. Este límite vale solo para el caso en el que la acreción sobre el objeto conserva la simetría esférica.

La velocidad máxima a la que una estrella de neutrones (o un agujero negro) de masa M y radio R puede recibir materia, \dot{M}_{Edd} , se obtiene a partir de:

$$L_{acr} = \frac{GM\dot{M}}{R} \quad (3.13)$$

Si combinamos las Ecuaciones (3.12) y (3.13) encontramos que la tasa de acreción máxima es:

$$\dot{M}_{Edd} = R_6 1,5 \times 10^{-8} \text{ M}_\odot/\text{año} \quad (3.14)$$

donde R_6 es el radio del objeto compacto en unidades de 10^6 cm (10 km). Para una estrella de neutrones estándar, la Ecuación (3.14) nos conduce a $\dot{M}_{Edd} = 1,5 \times 10^{-8} \text{ M}_\odot/\text{año}$.

Los parámetros α y β definidos previamente están relacionados mediante la expresión:

$$\delta J = \alpha(1 - \beta) \delta M_2 \frac{2\pi a^2}{P}, \quad (3.15)$$

donde δM_2 es una porción de masa perdida por la estrella secundaria, δJ el incremento de momento angular llevado por la materia que escapa desde el sistema.

Suponemos que la órbita siempre está bien representada por una circunferencia de radio a , donde a es una función del tiempo.

3.3. Mecanismos de pérdida de momento angular

El código de evolución binaria desarrollado por mis directores considera tres mecanismos por medio de los que se extrae momento angular desde la órbita de la binaria:

el momento angular que se lleva la materia que se escapa del sistema, las pérdidas debidas a la radiación gravitatoria y al frenado magnético. A continuación describiremos brevemente cómo es el tratamiento de cada uno de estos mecanismos.

3.3.1. Eyección de materia desde el sistema

Si consideramos pérdidas de momento angular debidas únicamente a la eyección de materia desde el sistema, la ecuación (3.15) puede reescribirse ahora como una ecuación diferencial, suponiendo que los elementos de masa son suficientemente pequeños.

$$\delta J = \alpha(1 - \beta)\sqrt{G(M_1 + M_2)a} \delta M_2. \quad (3.16)$$

Utilizando la tercera ley de Kepler y combinando con la expresión para el momento angular total del sistema:

$$J = \sqrt{\frac{Ga}{M_1 + M_2}} M_1 M_2. \quad (3.17)$$

La ecuación (3.16) constituye una ecuación diferencial para J como una función de M_2 (hemos despreciado el momento angular rotacional de las estrellas componentes). Luego, escribimos la pérdida de momento angular por eyección de materia (J_{ME}) como:

$$\frac{d \ln J_{\text{ME}}}{dt} = -\frac{\alpha(1 - \beta)\sqrt{(M_1 + M_2)Ga}}{J} \dot{M}_2 \quad (3.18)$$

3.3.2. Radiación gravitatoria

Para estudiar la radiación gravitatoria en el marco de la relatividad general, se puede hacer la aproximación de campo débil, así las ecuaciones de campo de Einstein en el vacío tienen la forma:

$$\square h^{\mu\nu} = 0, \quad (3.19)$$

donde $h^{\mu\nu}$ son las componentes de la perturbación a la métrica del espacio plano.

Para ser capaces de detectar ondas gravitatorias, es necesario medir una perturbación en la métrica del espacio – tiempo del orden de $h \lesssim 10^{-21}$.

Previamente a la primera detección directa de ondas gravitatorias realizada por el detector LIGO en el año 2016 (Abbott et al., 2016), una de las evidencias más fuertes de la existencia de la radiación gravitatoria provenía del estudio de las órbitas de los púlsares binarios. El primer objeto de esta clase fue descubierto por Hulse y Taylor (1975) en el año 1974: PSR 1913+16. Ellos se dieron cuenta que los cambios aparentes en la frecuencia del púlsar podían explicarse por medio del efecto Doppler debido al movimiento orbital alrededor de una compañera no visible, con un período de alrededor de ocho horas.

La pérdida de momento angular debida a la radiación gravitatoria utilizada por el código de evolución binaria es la correspondiente a la fórmula estándar dada por

Landau (2013)

$$\frac{d \ln J_{\text{GR}}}{dt} = -\frac{32G^3 \mu}{5c^5} \frac{M_{\text{tot}}^2}{a^4}, \quad (3.20)$$

donde M_{tot} es la masa total del sistema, μ es la masa reducida, G y c son la constante gravitacional y la velocidad de la luz en el vacío, respectivamente, y a el semieje orbital.

3.3.3. Frenado magnético

Se sabe que el momento angular extraído desde la superficie de una estrella debido a la acción del viento estelar acoplado con el campo magnético presente en la misma, es importante en el estudio de la formación y la evolución de SBIs. Se cree que el frenado magnético es el mecanismo fundamental que ocasiona la pérdida de momento angular orbital en distintas clases de binarias interactuantes, como las variables cataclísmicas y las binarias de rayos X de baja masa.

Schatzman (1962) fue el primero en sugerir que el frenado magnético era responsable de la pérdida de momento angular de estrellas aisladas. El notó que las estrellas que rotan lentamente tienen envolturas convectivas. También se encontró que el material perdido desde la superficie de la estrella es mantenido co-rotando con ella mediante la acción del campo magnético. En efecto, se cree que el frenado magnético está asociado al viento estelar, de modo que el material que sale de la estrella se encuentre obligado a circular a lo largo de las líneas de campo magnético originadas en la zona convectiva. La pérdida de momento angular por unidad de masa en este caso es muy grande, ya que la materia expulsada es forzada por el campo magnético a co-rotar con la estrella aún a grandes distancias de la misma. Este “viento estelar acoplado magnéticamente” como suele llamárselo, involucra tasas de pérdida de masa despreciables $10^{-13} \text{ M}_{\odot}/\text{año}$, pero provee un importante mecanismo de pérdida del momento angular de la estrella. Para mantener la co-rotación, una estrella debe tener un campo magnético sustancial. En estrellas de baja masa de secuencia principal, el campo magnético puede generarse por los movimientos del gas que ocurren en la envoltura convectiva, a través de una acción de dínamo. Según Schatzman, esta forma de frenado magnético operaría con mayor o menor eficiencia de acuerdo a la intensidad de la convección subfotosférica. La convección, a su vez, está íntimamente relacionada con la masa de la estrella de secuencia principal.

En este código de evolución desarrollado por mis directores, para calcular la pérdida de momento angular debida al frenado magnético, se siguieron los lineamientos dados por Rappaport et al. (1983), basado en la ley del frenado magnético de Verbunt y Zwaan (1981):

$$\frac{dJ_{\text{FM}}}{dt} = -3.8 \times 10^{-30} M R^4 \omega^3 \text{ dyn cm}, \quad (3.21)$$

donde ω es la frecuencia angular de rotación de la estrella secundaria, se supone que la rotación se sincroniza con la revolución orbital en una escala de tiempo despreciable. Se considera que el frenado magnético actúa con una eficiencia completa cuando la estrella tiene un tamaño de la envoltura convectiva que ocupa una fracción de masa ≥ 0.02 (Podsiadlowski et al., 2002). En el caso de estrellas secundarias con envolturas

convectivas que ocupan un tamaño menor que el anteriormente mencionado, se reduce la eficiencia del frenado magnético a través de un factor *ad hoc*: $\exp(-0,02/q_{conv} + 1)$, donde q_{conv} es la masa fraccional de la envoltura convectiva.

Si consideramos que:

$$\dot{M}_1 = -\beta \dot{M}_2, \quad (3.22)$$

obtenemos una ecuación diferencial para la separación orbital que no tiene solución analítica. Cabe destacar que el semieje de la órbita depende de la tasa de transferencia de masa, y por lo tanto, del radio equivalente del lóbulo de Roche, el cual, además, se supone que coincide con el radio estelar durante la etapa de transferencia de masa.

Al día de hoy, no está claro cuánta materia transferida por la estrella secundaria es efectivamente acretada por la estrella de neutrones, pero siempre debe mantenerse por debajo del límite de Eddington. Del trabajo de [De Vito y Benvenuto \(2012\)](#) se encuentra que el valor de β no es crítico en determinar la evolución de la estrella secundaria ni del período orbital. Para esto, los autores realizaron una serie de corridas del programa de evolución estelar binaria para un variado conjunto de masas iniciales de la estrella secundaria en el rango de $0.5 - 3.5 M_{\odot}$, abundancias solares, períodos orbitales entre $0.175 - 12$ días, masas de la estrella de neutrones entre $0.8 - 1.4 M_{\odot}$ y diferentes valores de β . Encuentran que el valor más sensible a este parámetro es la masa final de la estrella de neutrones. Para este trabajo de tesis usaremos un valor $\beta = 0.5$, constante durante todo el proceso, que es el más utilizado en la bibliografía.

Una mención especial merece el hecho de realizar el tratamiento de estos sistemas considerando metalicidades solares. Como ya hemos dicho, los SBIs conocidos se encuentran mayormente ubicados en cúmulos globulares, por lo que se esperaría que la estrella secundaria sea de Población II, es decir, de baja metalicidad. Del trabajo de [Benvenuto et al. \(2017\)](#), donde realizan un estudio detallado de la evolución de SBIs empleando metalicidades de $Z = 0,001$ (típicas de estrellas en CGs), encuentran que el comportamiento global del sistema es comparable al hallado en el estudio de SBIs con metalicidades solares.

3.4. Tratamiento de la evaporación y la irradiación

El tratamiento estándar de sistemas binarios interactuantes no es suficiente para poder describir la evolución de sistemas como *black widows* y *redbacks*, por lo que también se debe tener en cuenta los efectos producidos por la evaporación y la irradiación.

3.4.1. Evaporación por el viento del púlsar

La evaporación originada por el viento del púlsar produce una tasa de pérdida de masa extra a la originada por desborde del lóbulo de Roche; es incluida por la fórmula dada por [Stevens et al. \(1992\)](#):

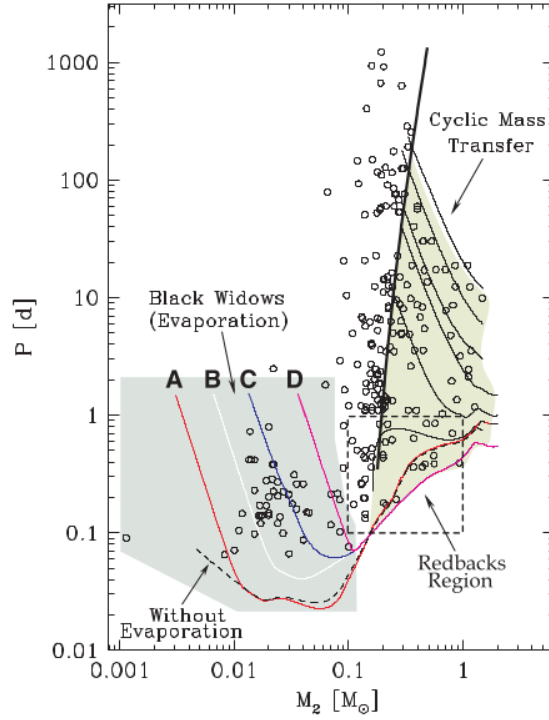


Figura 3.1: Diagrama período orbital del sistema vs. masa de la estrella secundaria, se representan varios recorridos evolutivos. En línea de trazos se indica un recorrido evolutivo sin considerar los efectos de la evaporación. Las líneas indicadas como A, B, C y D representan recorridos evolutivos con evaporación. Se ve la importancia de incluir los efectos de la evaporación para obtener recorridos evolutivos que sigan su camino hacia la región de *black widows*. imagen obtenida de [Benvenuto et al. \(2014\)](#)

$$\dot{M}_{2,evap} = -\frac{\alpha_{evap}}{2v_{2,esc}^2} L_P \left(\frac{R_2}{a} \right)^2, \quad (3.23)$$

donde $\dot{M}_{2,evap}$ es la contribución a la tasa de pérdida de masa de la estrella secundaria debido a la acción del viento del púlsar, $\alpha_{evap} \leq 1$ el parámetro que describe la eficiencia de este efecto, $v_{1,esc}$ la velocidad de escape para la estrella secundaria, R_1 su radio, a es el semieje de la órbita y L_P la luminosidad del púlsar.

En la figura 3.1 puede verse la importancia de la inclusión de los efectos de la evaporación de la estrella secundaria a causa del viento del púlsar. El modelo sin evaporación (línea de trazos en el gráfico) evoluciona hacia períodos orbitales muy cortos, en conflicto con las observaciones de sistemas tipo *black widows*, mientras que los modelos con evaporación (indicados como A, B, C, D en el gráfico) evolucionan hacia períodos mayores.

3.4.2. Irradiación

Por otra parte, la estrella de neutrones libera una luminosidad de acreción. La radiación que incide sobre la estrella donante bloquea parcialmente la liberación de su energía interna, modificando su evolución. Este proceso se denomina irradiación del púlsar.

Es incluida siguiendo la expresión dada por [Hameury y Ritter \(1997\)](#), donde se reemplaza la clásica relación $L = 4\pi R_2^2 \sigma T_{eff}^4$ por la expresión para el caso de una fotosfera irradiada:

$$L = R_2^2 \sigma T_{eff,0}^4 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi G(x(\theta, \phi)) \sin \theta d\theta d\phi, \quad (3.24)$$

donde σ es la constante de Stefan–Boltzmann, $T_{eff,0}$ es la temperatura efectiva de la cara no iluminada de la estrella, $G(x) = (T_{eff}(x)/T_{eff,0})^4 - x$, con $x = F_{irr}/(\sigma T_{eff,0}^4)$, donde F_{irr} es el flujo de irradiación incidente.

Se considera a la estrella de neutrones actuando como una fuente puntual liberando una luminosidad de acreción de $L_{acr} = GM_1 \dot{M}_1 / R_1$. Asumiendo isotropía, el flujo de energía incidente sobre la estrella secundaria es $F_{irr} = \alpha_{irr} L_{acr} / (4\pi a^2)$, donde $\alpha_{irr} \leq 1$ es la fracción del flujo incidente que efectivamente irradia a la estrella secundaria.

En la figura 3.2 se ve cómo el efecto de la irradiación afecta a la tasa de transferencia de masa, en vez de obtener episodios de transferencia de masa del orden de los giga años (como es en el caso de $\alpha = 0$), se obtienen episodios de transferencia de masa del orden de miles de años.

En la figura 3.3 puede verse que la inclusión del efecto de irradiación sobre la estrella secundaria no afecta significativamente su recorrido evolutivo. Sin embargo, como describiremos más adelante, la irradiación resulta fundamental para explicar la existencia de sistemas que realizan transiciones entre binarias de rayos X y púlsares de milisegundo.

3.5. Código de evolución binaria

El código de evolución binaria utilizado en este trabajo es el desarrollado por mis directores ([Benvenuto y De Vito, 2003](#)). Sigue los lineamientos principales del trabajo de [Kippenhahn y Weigert \(1967\)](#) donde se emplea una técnica generalizada de Henyey. El esquema de diferencias utilizado es el de [Kutter y Sparks \(1972\)](#). Este código posee una detallada ecuación de estado para el material estelar tomada de Magni y Mazzitelli (1979). Para el cálculo de las opacidades se utilizan las tablas OPAL, de Iglesias y Rogers (1996). En ellas se encuentra la opacidad media de Rosseland en función de $\log T$ y $\log R$, y están calculadas para diferentes composiciones químicas.

El código posee una serie de reacciones nucleares que describen la quema de hidrógeno y helio. El tratamiento de las tasas de reacciones nucleares, y las secciones eficaces

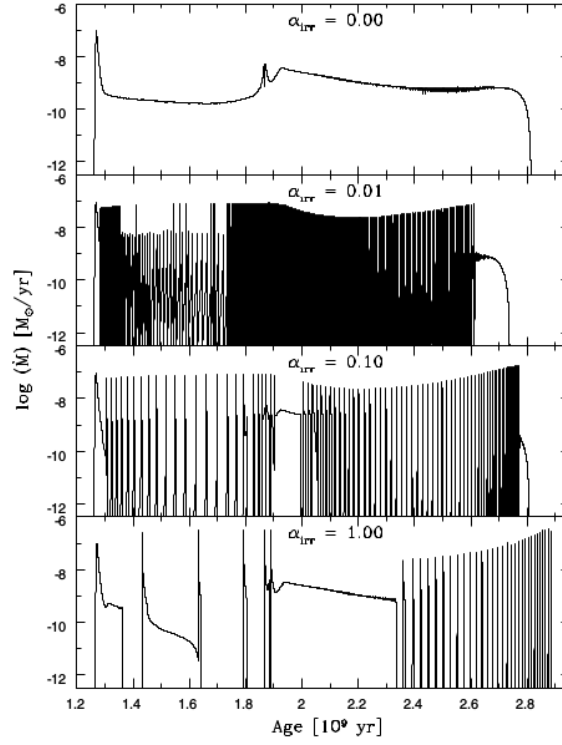


Figura 3.2: Diagrama edad vs. tasa de transferencia de masa para diferentes valores del parámetro α_{irr} . Incluyendo la irradiación, se obtienen episodios de transferencia de masa cíclicos, en lugar de uno continuo de muy larga duración. *imagen obtenida de Benvenuto et al. (2014)*

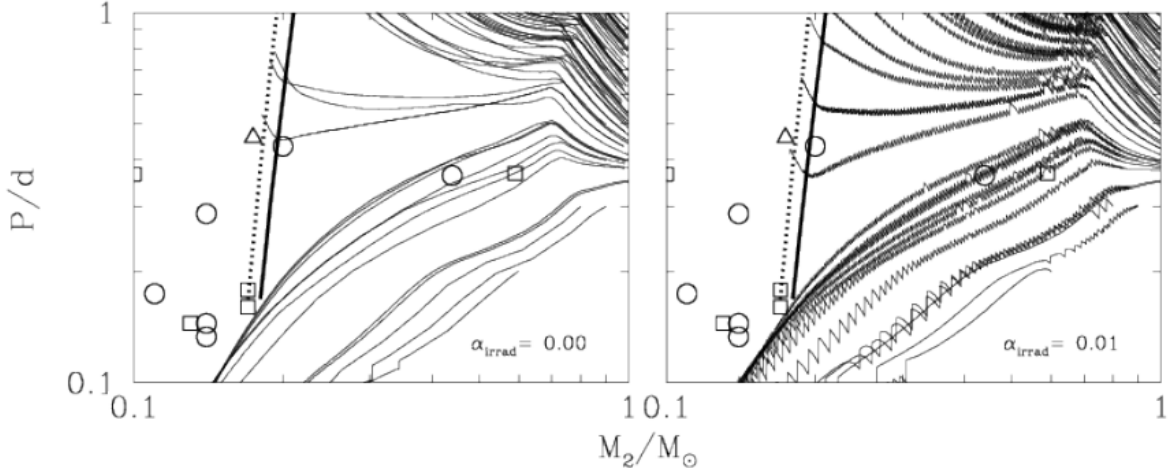


Figura 3.3: Diagrama período orbital del sistema vs. masa de la estrella secundaria para los casos sin irradiación, y con un coeficiente de irradiación $\alpha_{irr} = 0.01$. Se presentan una gran cantidad de recorridos evolutivos para sistemas con diferentes masas y períodos iniciales. Puede verse que el camino que siguen los recorridos evolutivos para los casos con y sin irradiación son prácticamente iguales, aunque para el caso con irradiación presentan una forma de “serrucho”. *imagen obtenida de Benvenuto et al. (2017)*

3. Marco teórico

de las mismas fueron tomadas de Harris et al. (1983). Se considera también las tasas de pérdida de energía por neutrinos debidas a procesos de pares, foto-neutrinos, plasma y Bremsstrahlung.

Se incorpora el valor de la tasa de pérdida de masa (\dot{M}) como una nueva variable de integración. De esta manera, en las etapas en las que la estrella secundaria pierde masa, el valor de \dot{M} se calcula de manera autoconsistente y simultánea con la estructura de la estrella donante para cada instante. Considera también los principales procesos de pérdida de momento angular: el que se lleva la materia que se escapa del sistema, además de la radiación gravitatoria y el frenado magnético, como así también el efecto de irradiación del púlsar sobre la estrella donante y la evaporación por el viento del púlsar.

En este código no se analiza la evolución química, física, ni del momento angular de la estrella de neutrones. Solamente se analiza la evolución de su masa (que depende del parámetro β definido anteriormente).

Capítulo 4

Black Widows y Redbacks

Se conocen muchos sistemas binarios eclipsantes de corto período ($0,1 \lesssim P \lesssim 1$ día) con púlsares de milisegundo, disponibles en la base de datos de ATNF¹ (Manchester et al., 2005) y del catálogo de Paulo Freire de púlsares en cúmulos globulares². Usualmente se clasifica como *black widows* a aquellos que poseen estrellas compañeras de muy baja masa (menor a $0.05 M_{\odot}$) y *redbacks* a aquellos de masa de la estrella compañera entre ~ 0.2 y $0.5 M_{\odot}$. Reciben estos nombres rememorando a las arañas viudas negras y espaldas rojas –respectivamente– ya que, en el caso de los *black widows*, la erosión a causa de la irradiación y el viento del púlsar va *despedazando* a su compañera binaria hasta alcanzar esos pequeños rangos de masas.

En el caso de los *redbacks* la estrella compañera no está degenerada. Se ha sugerido que pueden ser sistemas donde el proceso de transferencia de masa puede haber sufrido una pausa, por lo que podrían representar la transición hacia sistemas tipo *black widows*. (Roberts, 2013)

En la figura 4.1 graficamos el período orbital del sistema en función de la masa mínima de la estrella compañera del púlsar para los datos obtenidos del catálogo de ATNF y de Freire. Superpuesto a esto representamos las zonas donde se ubican los *black widows* y *redbacks*. Puede notarse la gran cantidad de sistemas en estas regiones.

4.1. Formación de sistemas binarios interactuantes

Como ya dijimos, los SBIs formados por una estrella de neutrones orbitando junto con una estrella normal, presentan episodios de transferencia de masa cuando la estrella secundaria desborda su lóbulo de Roche (RLOF, según sus siglas en inglés). Una fracción $\beta \leq 1$ de la materia transferida (junto con su correspondiente momento angular) es acretada por la estrella de neutrones, que de esta forma es *reciclada* y puede alcanzar períodos de rotación del orden de los milisegundos. En el tratamiento estándar, el RLOF es una fase continua de larga duración. La estrella secundaria le transfiere una gran parte de su masa y la órbita es afectada considerablemente. (Benvenuto et al.,

¹<http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>

²<http://www.naic.edu/~pfreire/GCpsr.html>

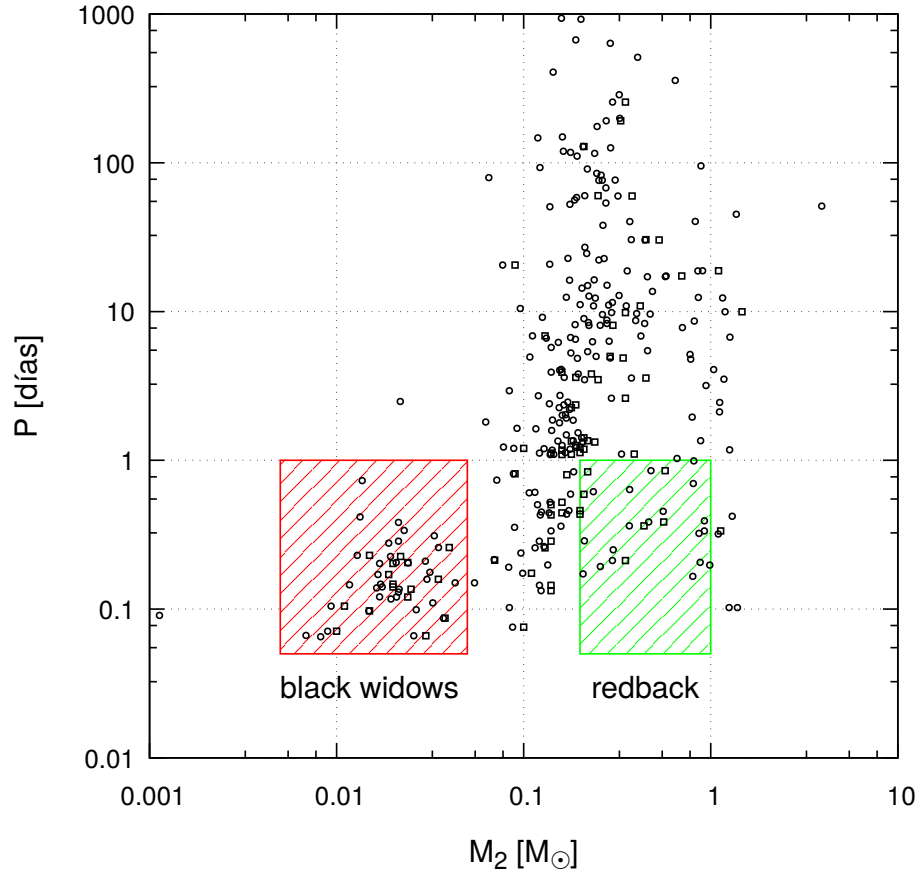


Figura 4.1: Diagrama período orbital del sistema vs. masa mínima de la estrella secundaria, los círculos corresponden a datos del ATNF y los cuadrados a los datos del catálogo de Freire. También se remarcaron las zonas donde se encuentran los *black widows* y los *redbacks*

2014)

Durante un episodio de RLOF, el SBI puede ser detectado como binaria de rayos X de baja masa (LMXB, según sus siglas en ingles). Para SBIs con períodos orbitales iniciales $P_i > 1$ día, luego del fin del RLOF, el sistema puede ser observado como un púlsar con una compañera binaria, y de allí en más, en principio, no se esperarían cambios en la órbita del sistema.

Dentro de este marco general, si nos restringimos al caso de estrellas que no llegan a quemar helio, la evolución binaria predice una relación entre la masa de la estrella secundaria y el período orbital (Benvenuto et al., 2012; Tauris y Savonije, 1999). De este modo, para SBIs con $P_i > 1$ día, los cálculos estándar que llevan a la formación de una enana blanca de helio (HeWD, según sus siglas en ingles) predicen la ocurrencia de compañeras de púlsar solo en las cercanías de la relación $P(M_2)$ (ver sección 4.1.1). Compañeras de púlsares más masivas que las predichas por la relación $P(M_2)$ se considera que son enanas blancas de carbono y oxígeno o de helio, carbono y oxígeno. (Podsiadlowski et al., 2002)

4.1.1. Relación $P(M_2)$

En un sistema binario conteniendo una estrella de neutrones y una estrella gigante de baja masa que terminan su vida como un sistema binario con un púlsar y una enana blanca con una órbita prácticamente circular, la evolución está comandada por la evolución nuclear de la gigante, lo que resulta en una transferencia de masa estable de la mayor parte (o toda) la envoltura de la gigante hacia la estrella de neutrones (produciendo también el ya mencionado *reciclado* del púlsar). La enana blanca resultante—que no es más que el núcleo de su progenitora gigante— queda como un “fósil” de ésta. Esta situación provee un test para la teoría de evolución estelar en estadíos avanzados, y en particular, una relación entre la masa de la enana blanca (M_2) y el período orbital del sistema. Esta relación surge porque la teoría de evolución estelar predice la existencia de una relación bastante estrecha entre la masa del núcleo de la estrella gigante (M_C) y radio de su envoltura (R_g), y, como la estrella gigante llena su lóbulo de Roche hasta el fin de la transferencia de masa, la separación orbital final debería ser una función de R_g al momento en que la envoltura de la estrella gigante se agota. Finalmente, M_2 será prácticamente igual al valor final de M_C . (Rappaport et al., 1995).

Se encuentra que la relación viene dada por (De Vito y Benvenuto, 2010):

$$M_2 = \left(\frac{P}{b}\right)^{1/a} + c, \quad (4.1)$$

donde M_2 es la masa de la enana blanca en unidades de masas solares, $a = 4.50$, $b = 1, 2 \times 10^5$, $c = 0.12$. La relación vale para $0.18 \leq M_2 \leq 0.45 M_\odot$.

En la figura 4.2 representamos esta relación junto con los datos ya presentados del catálogo de ATNF y de Freire.

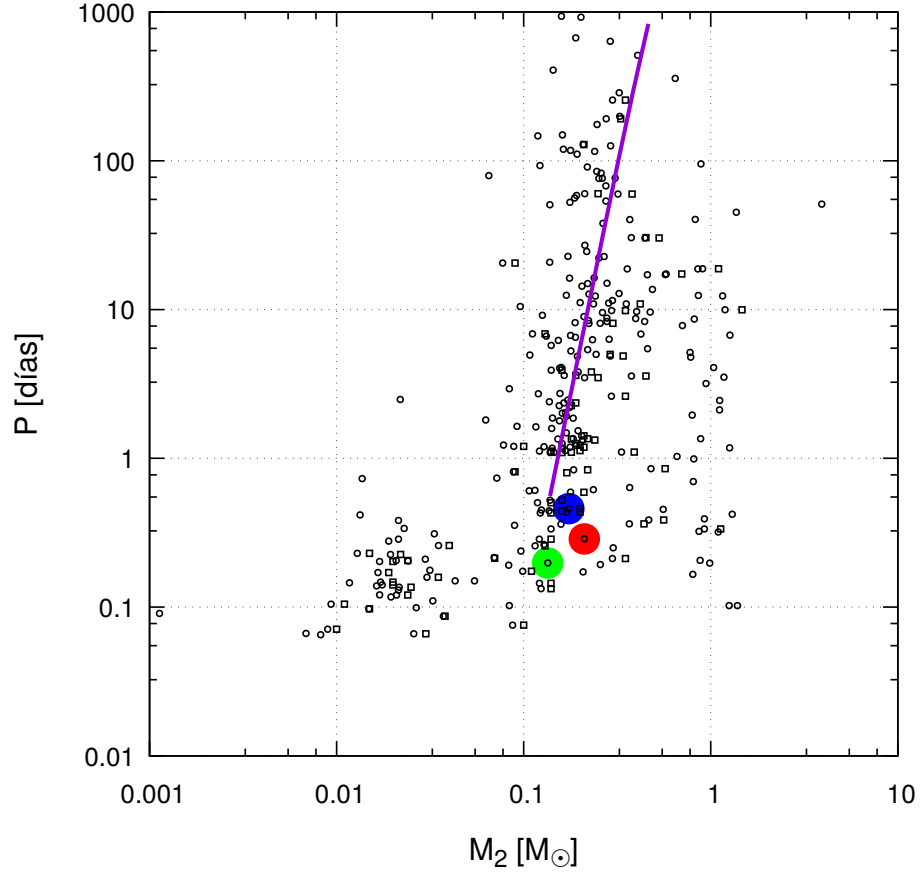


Figura 4.2: Diagrama período orbital del sistema vs. masa mínima de la estrella secundaria, los puntos corresponden a datos del ATNF y del catálogo de Freire, con el agregado de la relación $P(M_2)$. Se resalta la ubicación de los *redbacks* PSR J1227-4853 (rojo), PSR J1023+0038 (verde) y PSR J1824-12452I (azul)

4.2. Evaporación e Irradiación mutua

Los modelos estándar de SBI no tienen en cuenta la evaporación de la estrella secundaria por el viento del púlsar (Stevens et al., 1992), ni la irradiación mutua (Büning y Ritter, 2004).

Durante un RLOF, la materia cayendo hacia la estrella de neutrones produce radiación en rayos X que ilumina la estrella secundaria, la cual resulta fuertemente perturbada en la zona iluminada: dicha zona pierde, al menos parcialmente, su capacidad de liberar energía proveniente del interior estelar profundo, dando lugar al proceso de irradiación mutua. Si la estrella irradiada tiene una zona convectiva exterior, su estructura es considerablemente afectada. Luego del comienzo del RLOF la estrella secundaria alcanza el equilibrio en una escala de tiempo térmica³ $t_{KH} = GM_1^2/2R_1L_1$. En algunos casos la estructura de la estrella no puede sostener el RLOF y el sistema deja de estar en contacto. La evolución nuclear posterior puede causar que la estrella secundaria sufra otro episodio de RLOF, produciendo así un comportamiento casi cíclico (Büning y Ritter, 2004). Por lo tanto, la irradiación mutua puede llevar a la ocurrencia de un largo número de episodios de RLOF de corta duración, en lugar de uno de muy larga duración. Entre cada episodio de transferencia de masa el sistema puede ser visto como un púlsar con una compañera. Esto podría explicar cómo compañeras de púlsares que son más masivas que las predichas por la relación $P(M_2)$ pueden ser progenitores de HeWDs o sistemas con períodos ultra cortos que están siendo observados entre dos episodios de RLOF consecutivos. Por otro lado, la evolución de algunas cantidades es sólo parcialmente dependiente de la irradiación mutua (por ej: el período orbital). Puede verse que la irradiación tiene un efecto nada despreciable en este tipo de sistemas, aunque generalmente se la ignora debido a la complejidad del cálculo involucrado.

La evaporación de la estrella secundaria a causa del viento del púlsar afecta mayormente la evolución final de los SBIs que eventualmente llegan a períodos orbitales muy cortos. Así que se considera que la evaporación comienza a actuar cuando el mínimo período orbital es alcanzado. Este efecto hace que la estrella secundaria alcance masas muy pequeñas y que así este sistema alcance períodos compatibles con las observaciones de *black widows* (Benvenuto et al., 2014). Aunque no existe una teoría detallada que permita calcular la tasa de evaporación partiendo de primeros principios, es posible incorporarla a través de la fórmula ya presentada (ver 3.23).

4.3. Estudio de la evolución de SBIs

Los sistemas binarios de rayos X de baja masa (LMXBs) tienen $P \leq 10$ días y no poseen una compañera luminosa, lo que lleva a suponer que es una estrella de baja masa ($\leq 1 M_\odot$). Es posible que muchos y hasta la mayoría de los LMXBs desciendan de sistemas con estrellas secundarias de masa intermedia (IMXBs). (Podsiadlowski et al., 2002)

³La escala de tiempo térmica es el tiempo que le toma a la estrella emitir su energía térmica a la luminosidad actual

4. Black Widows y Redbacks

Diversos estudios sobre la evolución de SBIs han sido realizados. Vale la pena mencionar, por ejemplo, el trabajo de Podsiadlowski et al. (2002) donde llevaron a cabo un estudio sistemático de binarias de rayos X de masa intermedia y baja a partir de su código de evolución (el cual utiliza la técnica de estándar de Henyey para el cálculo de la evolución estelar, y un modelo estándar para la interacción binaria) para sistemas conteniendo una estrella de neutrones y una estrella normal cubriendo un rango de masas iniciales de $0,6 - 7 M_{\odot}$ y períodos orbitales iniciales de ~ 4 hs a ~ 100 días. Este rango de valores cubre todo el espectro de parámetros donde se pueden llegar a encontrar LMXBs o IMXBs. Obtienen como resultado general tres casos: sistemas que evolucionan a largos períodos, sistemas que evolucionan a cortos períodos y sistemas más masivos que experimentan transferencia de masa dinámica. Los dos primeros están separados por el llamado *período de bifurcación*. El valor de dicho período y el comportamiento de los recorridos evolutivos cerca de este son muy sensibles a las hipótesis consideradas para el modelo. Debido a la gran divergencia de los recorridos evolutivos cerca del período de bifurcación, se espera que haya muy pocos sistemas con períodos orbitales finales cerca de dicho período, a no ser que hayan comenzado su evolución cerca de él inicialmente. Para los sistemas más masivos, la evolución inicial es muy rápida, por lo tanto se espera ver pocos sistemas en esta fase. Es así que las binarias de rayos X son más probables de observar con estrellas compañeras de baja masa.

Así mismo, podemos también mencionar el trabajo de Benvenuto y De Vito (2005) quienes también realizaron un análisis de la evolución de SBIs considerando una estrella de neutrones de $1,4 M_{\odot}$, rangos de masa de la estrella secundaria de $1,00 - 3,50 M_{\odot}$, metalicidades del tipo solar, un parámetro $\beta = 0,5$ y períodos iniciales de $0,5$ a 12 días, los cuales conducen a la formación de sistemas binarios ultracompactos o enanas blancas de helio de baja masa. Obtuvieron como resultado masas finales de la estrella secundaria de $0,019 - 0,34 M_{\odot}$ y períodos de 39 minutos a 187 días; más de la mitad de los cálculos realizados condujeron a la formación de una enana blanca de helio.

Para modelos sin irradiación, la evolución de la estrella secundaria es prácticamente independiente de β . Si $\beta < 0,5$ la estrella de neutrones será menos masiva que en el caso de $\beta = 0,5$, se encuentran episodios de transferencia de masa pulsada, y el número de RLOF es altamente dependiente del valor de α_{irr} .

Para períodos $P_i \leq 6$ hs se observa que los recorridos evolutivos continúan hasta rangos de masa menores, obteniendo así progenitores de *black widows*. Otra cuestión importante respecto a los *black widows* y *redbacks* es la masa de la estrella de neutrones resultante. Una condición necesaria para que un SBI se convierta en *redback* es un bajo período inicial. Para estos sistemas la transferencia de masa ocurre a bajas tasas, por lo que la mayor parte de la materia es acretaada por la estrella de neutrones, que de esta forma se torna más masiva.

Los recorridos evolutivos con o sin irradiación mutua son bien diferenciables unos de otros. Sin embargo, este no es el caso de la evaporación. Los modelos sin evaporación evolucionan hasta muy bajos valores de P (en conflicto con las observaciones).

4.4. Objetos que pasaron de Redback a LMXB

El púlsar **PSR J1023+0038** es un sistema que sirvió para entender cómo es que las estrellas de neutrones con baja rotación son aceleradas hasta períodos de milisegundos a causa de la acreción de gas de la estrella compañera, así como el primero en presentar una buena evidencia sobre el proceso de transición entre el estado de binaria de rayos X de baja masa (LMXB) y el estado de púlsar de milisegundo (MSP). Este sistema ha sido llamado el “eslabón perdido” entre los MSPs y las LMXBs, y ha dado una nueva perspectiva sobre el proceso de evolución de sistemas binarios.

Está compuesto por un púlsar de 1,7 ms eclipsante con una estrella compañera de $\sim 0,2 M_{\odot}$, no degenerada de tipo espectral G, en una órbita con un período de 4,75 hs. (Bogdanov et al., 2015)

De observaciones ópticas en el año 2000–2001 se encontraron fuertes evidencias de la presencia de un disco de acreción: líneas de emisión de H y He de doble pico y también un gran brillo en el azul, características típicas de una binaria de rayos X. El disco de acreción parece estar ausente a comienzos del 2003. Luego, en el 2007, el sistema fue observado en el estado de púlsar de milisegundo (Archibald et al., 2009; Bogdanov et al., 2015). A fines de junio de 2013 el púlsar se volvió indetectable y tuvo un aumento significativo en su luminosidad en rayos γ (Stappers et al., 2014), lo que sugiere que volvió a su estado de acreción, donde el sistema se manifiesta como una binaria de rayos X. (Patruno et al., 2014)

Otro sistema con estas características es **PSR J1824-2452I**, ubicado en el cúmulo globular M28, posee un púlsar con un período de 3,9 ms en un sistema con un período orbital de 11 hs y una estrella compañera de masa $> 0.17 M_{\odot}$. (Papitto et al., 2013)

Fue descubierto en 2006 como un MSP, en el año 2013 se lo observó en una etapa de acreción hacia la estrella de neutrones –con su correspondiente emisión en rayos X–, y en un lapso de un mes, los pulsos de radio fueron detectados nuevamente, esto no solo demuestra la conexión entre LMXB y púlsares, sino que también comprueba que el cambio entre un estado y otro puede darse en escalas de tiempo muy cortas. (Papitto et al., 2013)

Hay varias similitudes entre PSR J1023+0038 y PSR J1824-2452I, pero el primero tiene la ventaja de estar a un cuarto de la distancia del otro, y posee un púlsar que es un orden de magnitud más brillante en radio.

4.4.1. El púlsar PSR J1227-4853

El sistema en estudio en esta tesis: **PSR J1227-4853** (que también recibe el nombre XSS J12270-4859) es el tercer sistema al cual se le observa una transición de binaria de rayos X a púlsar de milisegundo. Al igual que PSR J1023+0038, a esta fuente también se la identificó como emisora de rayos γ . Basado en esta similaridad, se esperaba

4. Black Widows y Redbacks

que –efectivamente– sea un sistema capaz de realizar una transición al estado de MSP (Hill et al., 2011).

En diciembre del 2012 la fuente de rayos X XSS J12270-4859 presentó un descenso en la luminosidad óptica y en rayos X. El flujo en el óptico se redujo en un factor de ~ 2 mag, mientras que en rayos X la disminución fue en un factor de 10. Desapareció la “señal” de un disco de acreción (doble pico en las líneas de emisión óptica). En diciembre del 2014, haciendo uso del *Giant Meterwave Radio Telescope* (GMRT) se reportó el descubrimiento de un púlsar, asignándole el nombre PSR J1227-4853. (Roy et al., 2015)

Con mediciones de *timing*⁴ se obtuvieron parámetros orbitales y rotacionales, estimando la inclinación orbital en $i \gtrsim 73^\circ$, la masa de la estrella secundaria está en el rango $0.17 - 0.46 M_\odot$, y la masa del púlsar $0.86 - 2.38 M_\odot$, posee un período orbital de 0.2878 días y un cociente de masas $q = M_1/M_2 = 0.194$ (Roy et al., 2015), todo esto sugiere que es un *redback*. (de Martino et al., 2014)

⁴La extraordinaria estabilidad rotacional de los púlsares permite una precisa medición de los efectos sistemáticos que alteran los tiempos de arribo de los radio pulsos a la Tierra –tales como el retardo de Shapiro, entre otros–, a esto se lo denomina *timing*

Capítulo 5

Resultados

Para la búsqueda de un posible progenitor del sistema binario que contiene al púlsar PSR J1227-4853 tomamos los valores de masa mínima de la estrella secundaria, período orbital del sistema y cociente de masas dados por [Roy et al. \(2015\)](#) (ver tabla 5.1) y realizamos una serie de corridas del código de evolución binaria ya descrito ([Benvenuto y De Vito, 2003](#)) haciendo variaciones de la masa inicial de $0,1 M_{\odot}$ y del período de $0,1$ días. Utilizamos una metalicidad de $Z = 0.01$, valor esperable para un sistema que no se encuentra dentro de un cúmulo globular. Consideramos, además, una estrella de neutrones canónica con una masa inicial de $1,4 M_{\odot}$.

parámetro	valor
Masa mínima	$0,212 M_{\odot}$
Período orbital	$0,288$ días
Cociente de masas	$0,194$

Tabla 5.1: Parámetros del sistema PSR J1227-4853

En la figura 5.1 se representan, en el plano masa de la estrella secundaria vs. período orbital del sistema, algunos de los recorridos evolutivos que calculamos para sistemas en un cierto rango de períodos orbitales iniciales y masas iniciales de la estrella secundaria. También se remarca la ubicación del sistema binario PSR J1227-4853. El mejor ajuste se obtiene para los cálculos realizados con un período inicial del sistema de $0,5$ días (12 horas) y una masa inicial de la estrella secundaria de $1,2 M_{\odot}$ (ver tabla 5.2). En la realización de estos cálculos no se tuvo en cuenta¹ el efecto de la evaporación de la estrella secundaria por el viento del púlsar, ni el efecto de la irradiación.

En la figura 5.2 se presenta el recorrido evolutivo ya calculado que mejor se ajustó a los parámetros del sistema, junto con el recorrido evolutivo considerando los efectos de la irradiación y de la evaporación. La irradiación introduce un zigzag en el recorrido evolutivo de la estrella secundaria, y la evaporación (que es tenida en cuenta a partir

¹La inclusión de los efectos de la irradiación implica un mayor costo computacional, ya que la integración debe hacerse con un paso de tiempo muy pequeño. Sin embargo el resultado final no varía sustancialmente la forma del recorrido evolutivo

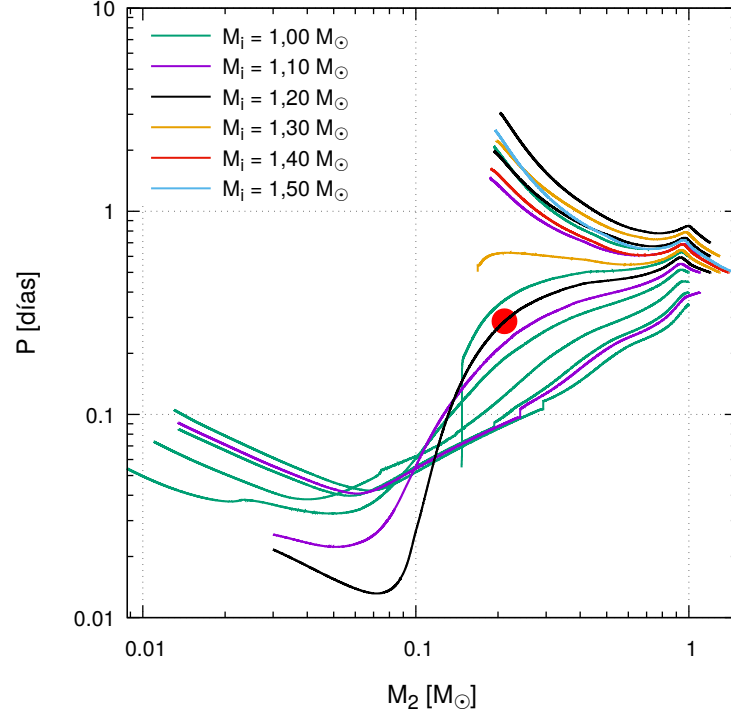


Figura 5.1: Exploración de parámetros para encontrar un posible progenitor del sistema. Con un punto rojo se representa el sistema en estudio. Con igual color de líneas se representan recorridos evolutivos de igual masa inicial pero diferente período

parámetro	valor
M_2 inicial	$1,20 M_{\odot}$
P inicial	$0,50$ días
M_1 inicial	$1,40 M_{\odot}$
Z (metalicidad)	$0,01$

Tabla 5.2: Parámetros iniciales que mejor ajustan el modelo de progenitor del sistema PSR J1227-4853

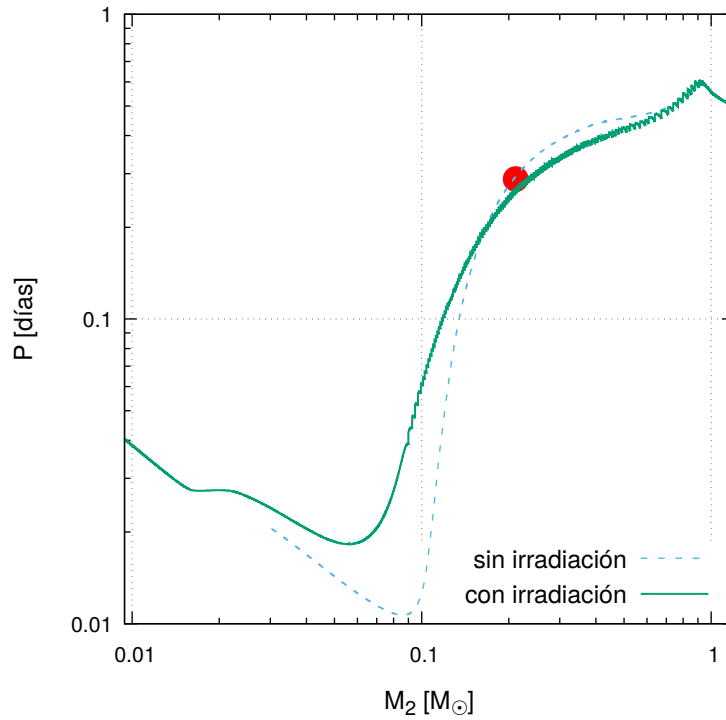


Figura 5.2: Masa de la estrella secundaria en función del período orbital del sistema, se incluye en línea de trazos el recorrido evolutivo ya calculado sin irradiación. Con un círculo se indica la ubicación del sistema en estudio

del momento en que el sistema llega al período mínimo) produce un aumento en el período orbital final del sistema.

En la figura 5.3 se representa la masa de ambas estrellas en función de la edad, en línea de trazos también se indica la masa mínima estimada para la estrella secundaria, se ve que el sistema calculado alcanza esta masa en un tiempo de $\sim 6,2$ giga años, lo que representa una escala de tiempo aceptable para que el sistema se haya formado y evolucionado al estado en que se lo observa hoy en día.

Los cálculos de evolución de este sistema indican que la masa final de la estrella secundaria sería de $\sim 0,01 M_{\odot}$ y el período final del sistema de $\sim 0,04$ días, lo que lo colocaría en la región de los *black widows*. Por otro lado, la masa final de la estrella de neutrones sería de $1,93 M_{\odot}$, este valor es aceptable para una estrella de neutrones (las más masiva conocida son de $2,01 \pm 0,04 M_{\odot}$ y $1,97 \pm 0,04 M_{\odot}$). (Antoniadis et al., 2013; Demorest et al., 2010)

El la figura 5.4 se presenta la trayectoria evolutiva en un diagrama HR (temperatura efectiva en función de la luminosidad) de la estrella secundaria. El programa realiza el cálculo comenzando desde la etapa de protoestrella². En este gráfico superpusimos

²Se comienza el cálculo de la estrella secundaria como si fuese una estrella aislada desde la etapa de protoestrella solamente para tener un buen modelo inicial, esto no representa un escenario real de

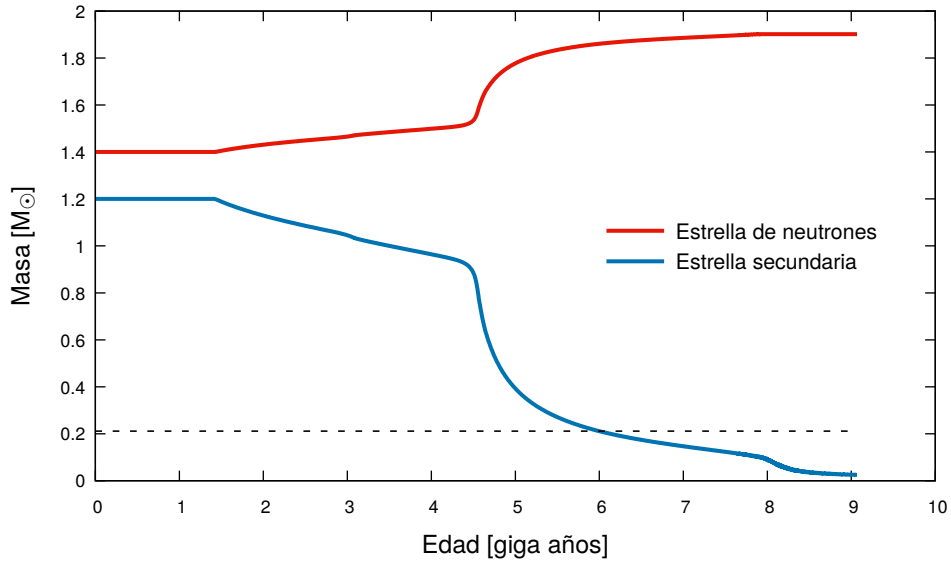


Figura 5.3: Masas de la estrella secundaria y de la estrella de neutrones en función de la edad. En línea de trazos se indica la masa mínima estimada para la estrella secundaria

los recorridos evolutivos para el sistema con transferencia de masa y para una estrella aislada de igual masa inicial ($1, 20 M_{\odot}$). Puede verse la gran diferencia de los caminos evolutivos en ambos casos. Mientras que la estrella aislada sigue un camino “clásico” de evolución, pasando por la secuencia principal, la etapa de subgigante, la etapa de gigante y finalmente la etapa de enana blanca (no indicada en este gráfico), la estrella que transfiere masa no.

La figura 5.5 es una ampliación del recorrido evolutivo de la estrella secundaria en el diagrama HR anterior. En línea de puntos se indica la etapa de protoestrella, en línea continua el recorrido que realiza la estrella desde la secuencia principal de edad cero hasta que comienza la etapa de transferencia de masa, en línea de trazos la etapa de transferencia de masa. La transferencia de masa comienza mientras la estrella se encuentra en la secuencia principal, representando el caso A de la clasificación dada por Kippenhahn.

En la figura 5.6 se representa la masa de la estrella secundaria en función del cociente de masas q , con una línea horizontal se indica el cociente de masas medido para el sistema, y con líneas verticales de trazos se indican las masas mínimas y máximas estimadas para la estrella secundaria³. Puede verse que el cálculo realizado ofrece resultados acordes con las observaciones.

En las figuras 5.7 se muestra la evolución del hidrógeno y del helio central y superformación del sistema binario. Los efectos de la estrella de neutrones comienzan a ser considerados recién en el momento en que la estrella secundaria se posiciona sobre la secuencia principal. Dejamos indicada esta etapa en los gráficos siguientes simplemente a modo de referencia.

³según datos de ATNF

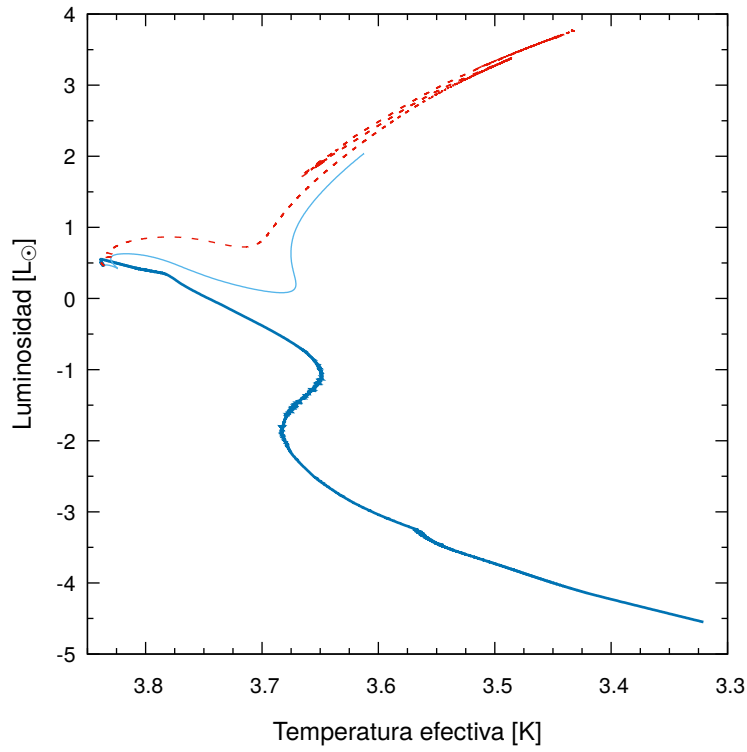


Figura 5.4: Recorrido evolutivo de la estrella secundaria en un diagrama HR. En línea suave se representa la etapa de protoestrella. En línea de trazos se representa el recorrido de una estrella aislada de igual masa inicial

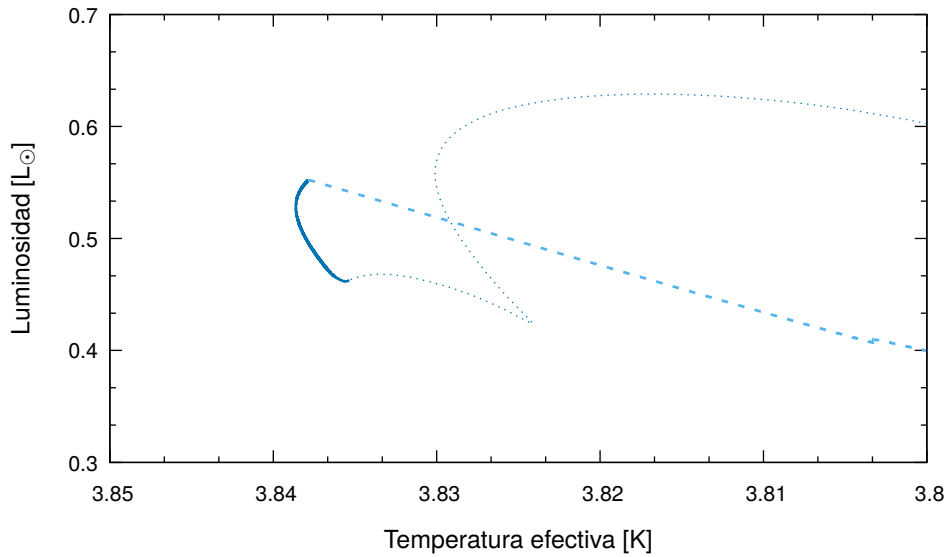


Figura 5.5: Ampliación del diagrama HR de la estrella secundaria. En línea de puntos se indica la etapa de protoestrella, en línea continua el recorrido en la secuencia principal y en línea de trazos la etapa de transferencia de masa.

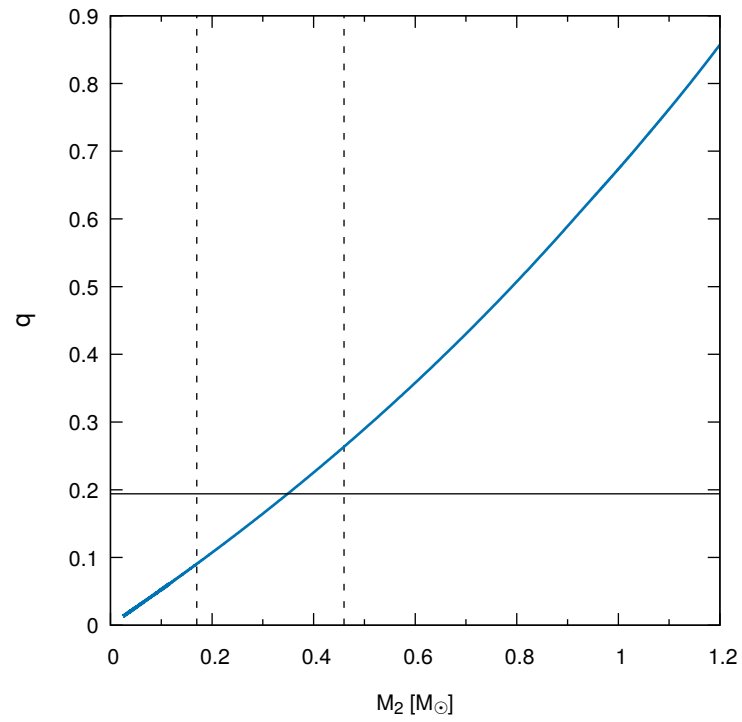


Figura 5.6: Masa de la estrella secundaria en función del cociente de masas. La línea horizontal indica el cociente de masas medido del sistema, las líneas verticales las masas mínimas y máximas estimadas de la estrella secundaria

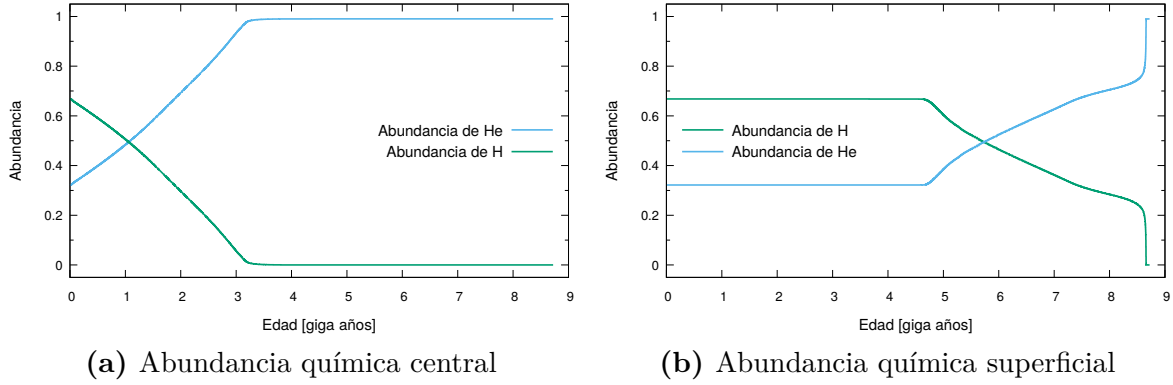


Figura 5.7: Abundancias químicas superficiales y centrales de la estrella secundaria en función de la edad

ficial. Se puede observar que la transferencia de masa no afecta a la evolución química central, ya que la figura 5.7a es análoga a la de una estrella aislada. Sin embargo la pérdida del hidrógeno superficial que comienza poco antes de los 5 giga años es producto de la transferencia de masa de las capas más externas hacia la estrella de neutrones.

En la figura 5.8 se observa la evolución de la tasa de transferencia de masa del sistema en unidades de $M_{\odot}/\text{año}$ sin considerar los efectos de la irradiación⁴. Se puede apreciar que, en este modelo sin irradiación, la transferencia de masa es un muy largo episodio continuo, lo que implicaría que el sistema solo podría ser observado como una binaria de rayos X.

En la figura 5.9 se presenta la tasa de transferencia de masa de la estrella secundaria en función de la edad considerando los efectos de la irradiación. Puede verse que a diferencia del caso sin irradiación, la transferencia de masa se realiza en forma de pulsos, los cuales van variando su duración a medida que avanza el tiempo, con intervalos de transferencia de masa (momentos donde es esperable observar el sistema como una binaria de rayos X) del orden de los millones de años, e intervalos en los que no se transfiere masa (momentos donde es esperable observar al sistema como un púlsar) del orden de las decenas de millones de años hasta los $\sim 4,5$ giga años, y del orden de ~ 3 millones de años de allí en más.

En la figura 5.10 puede verse cómo evoluciona el radio de la estrella y el radio efectivo del lóbulo de Roche. La transferencia de masa comienza cuando el radio de la estrella equipara al del lóbulo (aproximadamente a los 1,5 giga años), y se produce en forma continua hasta los $\sim 2,5$ giga años. Luego, cuando la zona convectiva externa comienza a ser lo suficientemente grande, el efecto de la irradiación proveniente de la estrella de neutrones pasa a ser relevante en la evolución del sistema. La irradiación bloquea temporalmente la transferencia de masa, al mismo tiempo que la estrella sigue

⁴Una zona de estos cálculos presentan mucho ruido numérico, el mismo fue suavizado al momento de realizar el gráfico.

5. Resultados

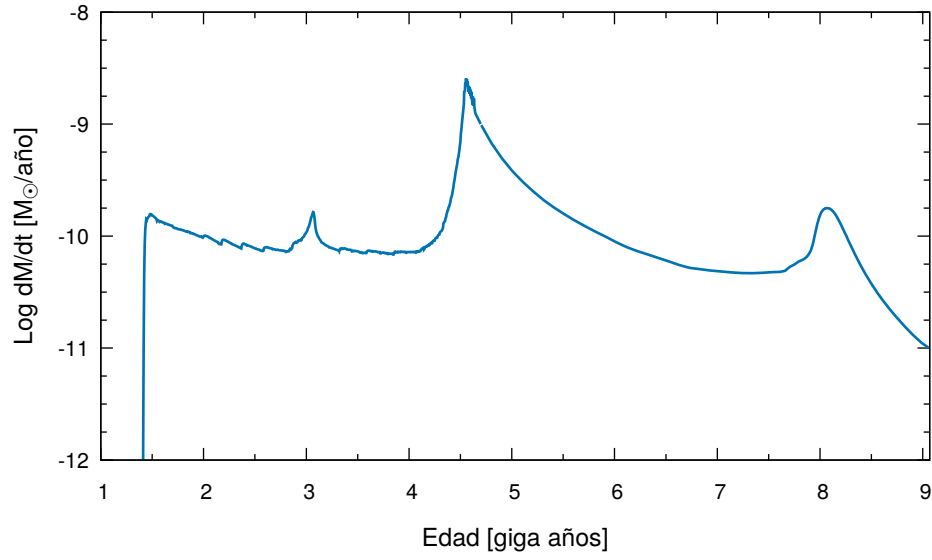


Figura 5.8: Logaritmo de la tasa de transferencia de masa en función de la edad sin considerar los efectos de la irradiación

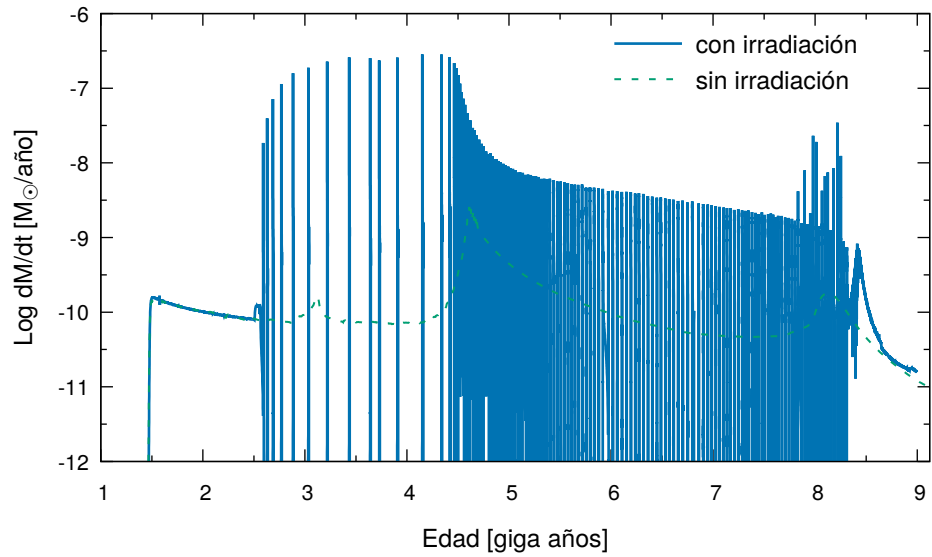


Figura 5.9: Logaritmo de la tasa de transferencia de masa de la estrella secundaria en función de la edad para los casos con y sin irradiación

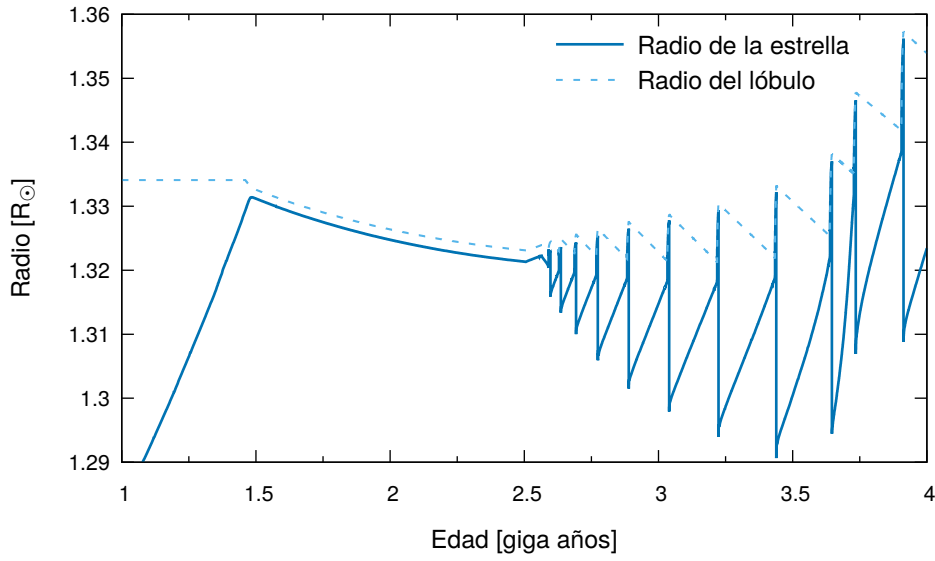


Figura 5.10: Radio de la estrella secundaria y del lóbulo de Roche en función de la edad

aumentando su radio hasta producir una gran transferencia de masa (~ 3 órdenes de magnitud mayor que en el caso no irradiado –ver imagen 5.9–). Esta repentina pérdida de masa encoge levemente la estrella así que se separa momentáneamente del lóbulo. Luego vuelve a expandirse hasta que la irradiación tiene nuevamente un papel importante, repitiendo así el ciclo.

La figura 5.11 es la superposición de las dos imágenes anteriores para un acotado rango de edades. Puede verse la relación que hay entre los episodios de transferencia de masa y el contacto de la estrella con su lóbulo de Roche. También puede verse que la duración de los episodios de transferencia de masa es del orden del millón de años.

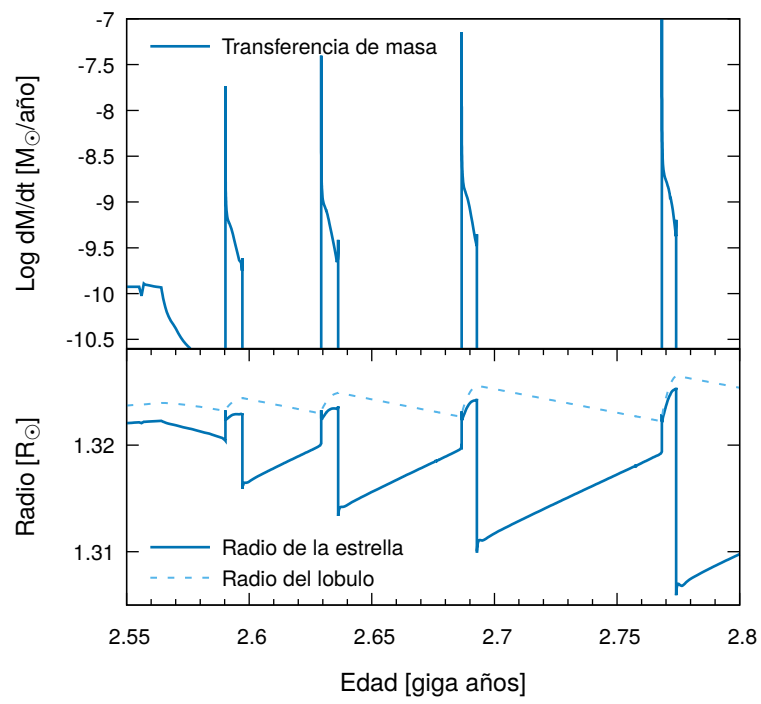


Figura 5.11: Gráficos superpuestos de la edad en función de la tasa de transferencia de masa y del radio.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo nos propusimos encontrar un posible progenitor para el *redback* PSR J1227-4853. Este tiene la particularidad de ser el tercer sistema conocido que ha realizado una transición de binaria de rayos X a púlsar de milisegundo.

Para ello hicimos uso del código de evolución binaria desarrollado por mis directores (Benvenuto y De Vito, 2003). Exploramos los diferentes parámetros iniciales –masa de la estrella secundaria y período orbital del sistema– hasta encontrar un modelo que mejor ajuste los valores estimados para el sistema actualmente.

Incluyendo los efectos de la evaporación de la estrella secundaria a causa del viento del púlsar, encontramos que el sistema evolucionaría hacia la zona de las *black widows*.

Considerando los efectos de la irradiación mutua sobre la estrella secundaria, encontramos que los episodios de transferencia de masa son en forma de pulsos con una duración del orden de las decenas de millones de años (en lugar de los episodios de transferencia de masa del orden de los giga años que se obtienen sin considerar este efecto). Sin embargo la simple inclusión de este efecto no es suficiente para poder explicar, por ejemplo, la doble transición que tuvo el sistema PSR J1023+0038 en un lapso aproximado de 10 años.

Pensamos que el mecanismo para producir cambios en estas escalas de tiempo tan cortas debe estar asociado a la formación de un disco de acreción alrededor de la estrella de neutrones. Como la materia que cae de la estrella secundaria sobre la estrella de neutrones tiene un cierto momento angular, es de esperar que esta no caiga radialmente, sino que caiga en forma espiralada, formando así un disco. El disco sufriría enormemente los efectos de la irradiación del púlsar (ya que se encuentra mucho más cerca que la estrella compañera), lo que podría producir un comportamiento cíclico de acreción del material del disco por parte del púlsar en escalas de tiempo muy cortas.

6.1. Trabajo a futuro

Un primer trabajo a futuro propuesto es la búsqueda de posibles modelos de progenitores para los otros dos *redbacks* que se conoce que han realizado una transición: PSR J1023+0038 y PSR J1824-2452I. Y de esta forma estudiar su posible evolución.

Continuando con el estudio de los sistemas que transicionan entre el estado de púlsar y emisor de rayos X, esperamos en un futuro poder completar el modelado de un disco de acreción. La fenomenología involucrada en las transiciones ha mostrado ser de corta escala temporal. Como hemos visto, las escalas características de la transferencia de masa cíclica por efecto de la irradiación del pulsar es del orden de los millones de años, mientras que en las transiciones de estado de estos sistemas se involucran escalas del orden de unos pocos años. Creemos que el efecto de un disco de acreción irradiado por la estrella de neutrones está involucrado en este fenómeno de corta escala temporal.

Proponemos, además, hacer un estudio general de la evolución de estos sistemas, no solo los que se ubican en la región de *redbacks*, sino también sus vecinos. Esto es debido a que se ha observado que el sistema PSR J1417-4402 (un sistema con todas las características de un *redback*, excepto que su período orbital es de 5 días) realizó una transición entre fuente de rayos X y púlsar, y pudo ser descrito por [De Vito et al. \(2017\)](#) utilizando este mismo código de evolución binaria.

Bibliografía

- Abbott, B. P. et al.: 2016, *Physical Review Letters* **116**(6), 061102
- Abt, H. A.: 1983, *ARA&A* **21**, 343
- Alpar, M. A., Cheng, A. F., Ruderman, M. A., y Shaham, J.: 1982, *Nature* **300**, 728
- Antoniadis, J., Freire, P. C. C., et al.: 2013, *Science* **340**, 448
- Archibald, A. M. et al.: 2009, *Science* **324**, 1411
- Backer, D. C., Kulkarni, S. R., Heiles, C., Davis, M. M., y Goss, W. M.: 1982, *Nature* **300**, 615
- Benvenuto, O. G. y De Vito, M. A.: 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **342**, 50
- Benvenuto, O. G. y De Vito, M. A.: 2005, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **362**, 891
- Benvenuto, O. G., De Vito, M. A., y Horvath, J. E.: 2012, *Astrophysical Journal Letters* **753**, L33
- Benvenuto, O. G., De Vito, M. A., y Horvath, J. E.: 2014, *Astrophysical Journal Letters* **786**, L7
- Benvenuto, O. G., De Vito, M. A., y Horvath, J. E.: 2017, *Astronomy and Astrophysics* **598**, A35
- Bogdanov, S. et al.: 2015, *Astrophysical Journal* **806**, 148
- Büning, A. y Ritter, H.: 2004, *Astronomy and Astrophysics* **423**, 281
- de Martino, D. et al.: 2014, *MNRAS* **444**, 3004
- De Vito, M. A.: 2006, *Ph.D. thesis*, Universidad Nacional de La Plata
- De Vito, M. A. y Benvenuto, O. G.: 2010, *MNRAS* **401**, 2552
- De Vito, M. A. y Benvenuto, O. G.: 2012, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **421**, 2206
- De Vito, M. A., Benvenuto, O. G., y Horvath, J. E.: 2017, *Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina* **59**, 40
- Demorest, P. B. et al.: 2010, *Nature* **467**, 1081

BIBLIOGRAFÍA

- Eggleton, P. P.: 1983, *ApJ* **268**, 368
- Hameury, J.-M. y Ritter, H.: 1997, *A&AS* **123**, 273
- Hill, A. B. et al.: 2011, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **415**, 235
- Hulse, R. A. y Taylor, J. H.: 1975, *ApJ* **195**, L51
- Kippenhahn, R. y Weigert, A.: 1967, *Zeitschrift für Astrophysik* **65**, 251
- Kopal, Z.: 1955, *Annales d'Astrophysique* **18**, 379
- Kutter, G. S. y Sparks, W. M.: 1972, *ApJ* **175**, 407
- Landau, L.: 2013, *The Classical Theory of Fields*, Course of theoretical physics, Elsevier Science
- Manchester, R. N., Hobbs, G. B., Teoh, A., y Hobbs, M.: 2005, *Astronomical Journal* **129**, 1993
- Papitto, A. et al.: 2013, *Nature* **501**, 517
- Patruno, A. et al.: 2014, *Astrophysical Journal Letters* **781**, L3
- Podsiadlowski, P., Rappaport, S., y Pfahl, E. D.: 2002, *Astrophysical Journal* **565**, 1107
- Pustyl'nik, I.: 1998, *Astronomical and Astrophysical Transactions* **15**, 357
- Rappaport, S. et al.: 1995, *MNRAS* **273**, 731
- Rappaport, S., Joss, P. C., y Webbink, R. F.: 1982, *Astrophysical Journal* **254**, 616
- Rappaport, S., Verbunt, F., y Joss, P. C.: 1983, *ApJ* **275**, 713
- Roberts, M. S. E.: 2013, in J. van Leeuwen (ed.), *Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years*, Vol. 291 of *IAU Symposium*, pp 127–132
- Roy, J. et al.: 2015, *Astrophysical Journal Letters* **800**, L12
- Schatzman, E.: 1962, *Annales d'Astrophysique* **25**, 18
- Shore, S., Nussbaumer, H., Livio, M., Orr, A., y van den Heuvel, E.: 2006, *Interacting Binaries: Saas-Fee Advanced Course 22. Lecture Notes 1992*. Swiss Society for Astrophysics and Astronomy, Saas-Fee Advanced Course, Springer Berlin Heidelberg
- Stappers, B. W. et al.: 2014, *Astrophysical Journal* **790**, 39
- Stevens, I. R., Rees, M. J., y Podsiadlowski, P.: 1992, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **254**, 19P
- Tanaka, Y. y Shibazaki, N.: 1996, *ARA&A* **34**, 607
- Tauris, T. M. y Savonije, G. J.: 1999, *Astron. Astrophys.* **350**, 928
- Verbunt, F. y Zwaan, C.: 1981, *A&A* **100**, L7
- Zahn, J.-P.: 1977, *Astronomy and Astrophysics* **57**, 383